
Septemb 1897
R W Gibson Inv

ARCHIVES

DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

GENÈVE — SOCIÉTÉ GÉNÉRALE D'IMPRIMERIE
Rue de la Pélisserie, 18

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES

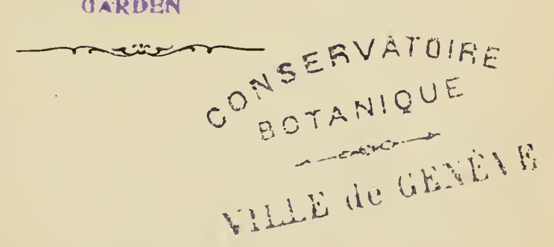
DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

CENT VINGT ET UNIÈME ANNÉE

QUATRIÈME PÉRIODE

TOME QUARANTE-DEUXIÈME



GENÈVE

BUREAU DES ARCHIVES, RUE DE LA PÉLISSERIE, 18

PARIS	LONDRES	NEW-YORK
H. LE SOUDIER	DULAU & Cie	G. E. STECHERT & Cie
714-716, Boul. St-Germain	37, Soho Square	151-155, W 25th Street

Dépôt pour l'ALLEMAGNE, GEORG & Cie, A BALE

1916

ÉTUDE DE
L'AIMANTATION INITIALE
EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

PAR

P. WEISS et J. DE FREUDENREICH

(Suite [1]*)*

Le ferrocobalt Fe_2Co

L'alliage Fe_2Co a été préparé en fondant au four électrique du cobalt pur de Merck et du fer électrolytique. Le lingot n'était pas très homogène et il a été impossible d'y tailler un anneau ne présentant pas de soufflures. Celles-ci ont été agrandies au foret et bouchées par des morceaux de ferrocobalt s'y adaptant exactement. Il est difficile de déterminer d'une façon précise l'importance de l'erreur résultant de ce défaut d'homogénéité de l'anneau, nous croyons cependant qu'il n'altère pas sensiblement le caractère des phénomènes observés. Comme nous l'avons déjà dit, nous avons isolé les deux enroulements à l'aide de deux boîtes concentriques en silice fondue. Le fil de nichrome avec lequel les enroulements ont été faits n'était probablement pas très homogène, car il se produisit un courant thermoélectrique qu'il fallut compenser par une force électromotrice auxiliaire. La disposition dont nous avons fait usage est représentée par la fig. 11.

La force électromotrice auxiliaire est mise en parallèle avec l'enroulement secondaire S. On en règle la grandeur en dépla-

[1]) *Archives*, 1915, t. XXXIX, p. 125.

çant le contact C, ce qui fait varier la résistance R_2. Pour que la somme des résistances $R_1 + R_2$ qui influence la sensibilité du galvanomètre ne varie que très peu, nous avons choisi la résistance R_1 très grande (30000 Ω) tandis que R_2 variait entre 0 et 1Ω.

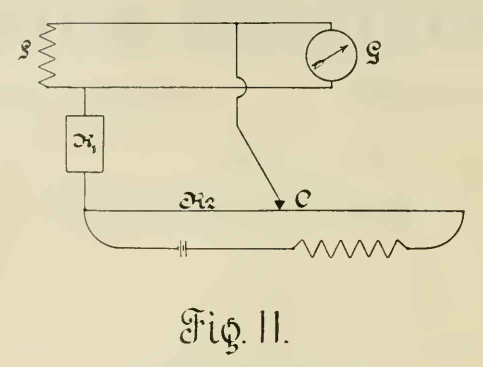


Fig. 11.

Mesure de l'aimantation en fonction de la température pour un champ constant

Nous avons fait ces mesures avec un champ de 0,1264 Gauss. Les valeurs de *k* sont représentées graphiquement dans la fig. 12. De la température ordinaire à 1025° nous avons fait environ 200 lectures. Dans le tableau IV nous n'indiquons que celles nécessaires pour tracer exactement la courbe, car comme nous le montrerons, une partie des lectures n'a pas grande valeur.

De la température ordinaire à 445° la susceptibilité augmente lentement et d'une façon régulière, A 445° (P_1) il se produit un changement brusque, la courbe présente un angle aigu. A 468° nous avons un nouveau changement mais d'une autre nature, le métal acquiert subitement de la viscosité magnétique. L'aimantation met un certain temps à se produire et le courant d'induction dans l'enroulement secondaire dure plusieurs secondes. De ce fait l'écart du galvanomètre ne donne pas la vraie grandeur de l'aimantation et la lecture obtenue n'a pas de signification précise. A 570° (P_3) la viscosité disparaît presque complètement pour une intervalle de quelques degrés puis

réapparaît rapidement et disparaît ensuite progressivement. Vers 790° (P_4) le métal n'est plus visqueux, et à partir de cette température les lectures sont de nouveau valables. Un nouveau

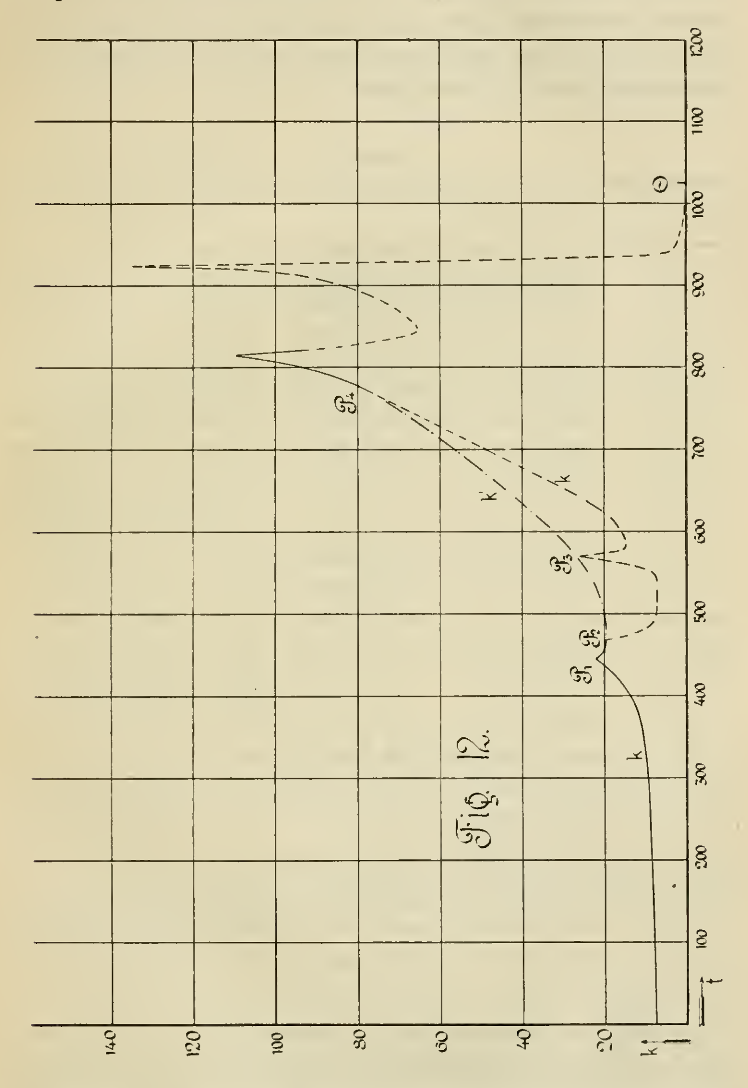


Fig. 12.

changement se produit à 815° et on peut continuer à faire des lectures précises jusque vers 830° A partir de cette température la silice fondue qui sert d'isolant entre les deux bobinages

devient conductrice et les lectures sont fausses. On peut néanmoins en déduire approximativement la grandeur de la susceptibilité. Un dernier coude de la courbe se trouve à 924° et ensuite la susceptibilité tombe très rapidement à de petites valeurs. Vers 490° cette diminution se ralentit subitement et on peut placer le point Θ à 1025°.

TABLEAU IV

t	*k*	*t*	*k*	*t*	*k*	*t*	*k*
15.5	7.55	407.3	14.32	586.1	14.64	841.2	66.00
33.8	7.67	412.4	15.41	593.8	15.13	847.5	65.60
50.3	7.75	419.9	16.68	599.5	15.77	853.0	66.20
63.8	7.81	428.7	18.31	608.2	17.00	861.5	68.30
74.5	7.86	434.5	19.55	619.7	19.03	869.0	70.40
82.7	7.89	444.0	22.27	627.0	21.43	882.5	74.70
98.4	7.96	448.8	21.42	635.9	24.08	893.0	79.50
127.4	8.09	454.1	20.21	642.1	25.99	903.1	85.10
143.9	8.16	462.5	19.72	649.3	28.87	912.6	93.60
160.4	8.24	468.4	19.65	657.7	31.8	924.0	134.50
178.2	8.32	474.9	14.82	671.8	37.6	928.5	84.50
195.3	8.39	481.3	10.37	688.2	44.1	931.0	71 50
216.2	8.48	487.5	8.41	703.5	50.3	933.5	28.50
236.7	8.64	494.2	7.75	721.6	57.6	938.5	6.15
260.7	8.86	501.3	7.28	738.5	63.9	941.0	4.11
282.5	9.09	509.8	7.20	752.1	69.5	944.0	3.27
307.1	9.45	522.3	7.20	761.3	73.2	949.5	2.41
319.6	9.70	528.7	7 21	772.9	77.8	955.5	2.03
331.4	9.94	537.0	7.21	780.5	81.1	961.0	1.61
341.2	10.23	546.6	7.63	787.2	84.7	970.5	0 85
354.8	10.60	555.8	10.61	793.4	88.0	978.5	0.52
360.1	10.81	561.4	16.00	808.0	101.5	986.0	0.22
372.6	11.25	569.8	26.23	815.0	110.2	997.0	0.13
384.9	11.99	575.5	18.10	821.3	91.7	1010.0	0.05
400.0	13.61	581.3	14.76	833.5	72.6	1025.0	0.00

La région de viscosité s'étend de 468° à 790°. Nous avons tracé une courbe hypothétique k' entre P_2 et P_4 qui indique approximativement la vraie grandeur de la susceptibilité. La différence k'-k peut être considérée comme une mesure grossière de la viscosité.

Pour le ferro-cobalt la variation de la susceptibilité en fonction de la température est plus compliquée que pour le ferronickel. Même en supposant que k' soit la vraie grandeur de la susceptibilité, nous aurons encore deux changements d'état, l'un à 445° (P_1) et l'autre à 815°. A cause des difficultés provoquées par les températures élevées nous n'avons pas pu établir d'une façon certaine si à 924° la courbe présente un maximum ou un angle aigu.

Mesure de la susceptibilité en fonction du champ pour des températures déterminées

Comme il résulte des mesures précédentes, la région comprise entre la température ordinaire et 468° seule se prêtait facilement à une étude systématique. Les valeurs numériques de k se trouvent dans le tableau V et les droites $k = a + b\text{H}$ dans la fig. 13. Les indices *a, b, c*,... indiquent les différentes séries de mesures.

La fig. 13 révèle trois particularités nouvelles qui n'ont été constatées pour aucun autre corps.

1. On remarque que plusieurs droites sont *parallèles entre elles,* c'est-à-dire que pour des valeurs différentes de a l'inclinaison reste la même.

2. Quelques droites (3_a, 1_c, 2_e) ont une *discontinuité.* La seconde partie de la droite est déplacée par rapport à la première ; au degré de précision des expériences l'inclinaison reste la même.

3. *Les droites coudées.* — Ici le changement se produit dans l'autre sens que pour le ferronickel, la seconde droite est plus inclinée que la première.

Les différentes séries de mesures ont été faites en faisant varier la température dans le même sens, de la température ordinaire à des températures plus élevées de façon à éliminer les irréversibilités thermiques. Malheureusement nous n'avons trouvé aucun moyen d'empêcher les changements que le métal subit avec le temps. Il a été impossible d'avoir deux fois des propriétés identiques. Chaque fois que l'anneau avait été



Fig. 15.

chauffé à une température dépassant 200° ou 300° on ne retrouvait plus la même grandeur de k à la température ordinaire. Etant données les expériences que nous avions faites avec le ferronickel, il ne nous semblait pas prudent de chauffer le corps

Tableau V

H	1 137°,5	2 240°,0	3 277°,0	4 339°,5	5 448°,0	6 448°,5
0.1264	8.57	9.45	9.78	11.30	12.76	14.62
0.2521	8.92	9.92	10.25	11.63	13.24	15.28
0.3157	9.19	10.10	10.41	11.90	13.56	15.56
0.3796	9.37	10.37	10.66	12.07	13.94	16.00
0.4437	9.58	10.52	10.83	12.28	14.34	16.40
0.5078	9.83	10.78	11.07	12.53	14.60	16.61
0.5704	9.98	10.94	11.29	12.72	15.00	17.30
0.6333	10.24	11.18	11.46	12.94	15.40	18.00
0.6966	10.45	11.40	11.67	13.11	15.62	18.54
0.7602	10.63	11.55	11.91	13.34	16.02	19.18
0.8865	11.97	12.03	12.35	13.76	16.75	20.56
1.0150	—	12.43	12.70	14.20	17.40	21.76
1.1410	—	—	—	—	—	23.76

H	1_a 15°,3	2_a 112°,0	3_a 233°,5	1_b 14°,7	2_b 465°,5	1_c 14°,6
0.1264	8.01	8.84	9.83	7.94	12.73	8.77
0.2521	8.42	9.30	10.25	8.37	13.94	9.18
0.3157	8.60	9.46	10.47	8.58	14.50	9.37
0.3796	8.80	9.71	10.67	8.78	15.16	9.60
0.4437	9.03	9.91	11.15	8.94	15.80	9.89
0.5078	9.21	10.12	11.36	9.16	16.45	10.27
0.5704	9.44	10.34	11.57	9.36	17.07	10.47
0.6333	9.61	10.52	11.76	9.56	17.80	10.64
0.6966	—	10.73	12.01	9.79	—	10.88
0.7602	—	10.98	12.20	10.00	—	10.06

H	2_c 77°,8	3_c 283°5	1_d 416°,0	2_d 452°,5	1_e 14°,7	2_e 172°,5	3_e 276°,0
0.1264	9.20	11.05	13.68	14.30	7.15	8.22	9.10
0.2521	9.45	11.48	14.72	15.46	7.35	8.50	9.38
0.3157	9.80	11.68	15.22	15 89	7.54	8.63	9.58
0.3796	9.97	11.93	15.65	16.46	7.64	8.77	9.79
0.4437	10.21	12.20	16.20	16.88	7.83	8.93	9.96
0.5078	10.45	12.54	16.62	17.70	7.93	9.32	10.14
0.5704	10.61	12.92	17.13	18.93	8.10	9.50	10.35
0.6333	10.79	13.23	17.66	20.39	8.20	9.61	10.50
0.6966	11.08	13.58	18.18	21.77	8.33	9.74	10.68
0.7602	11.21	13.92	18.56	23.23	8.50	9.88	10.96
0.8865	—	—	19.66	26.10	8.76	10.15	11.26
1.0150	—	—	—	—	9.09	10.50	—

trop souvent au-dessus de la température de Curie, en outre à ces températures élevées (1100′) il était impossible d'éviter l'oxydation de l'anneau malgré une circulation d'azote dans le four électrique. Des séjours prolongés à la température ordinaire n'ont eu que peu d'influence.

Tableau VI

N°	$t°$	a	b	$0.9035b$	n	°/o
1	137.5	8.130	3 30	2.980	3	−0.70
2	240.0	9.065	3.32	3.000	3	0.00
3	277.0	9.390	3.31	2.990	3	−0 30
4	339.5	10.850	3.34	3.020	3	0.70
5	397.5	11.840	5.53	5.000	5	0.00
6	448.0	{13.840	5.54	5.010	5	0.20
		{11.460	10.19	9.210	9	2.20
1_a	15.3	7.580	3.22	2.910	3	−3.00
2_a	112.0	8.410	3.36	3.040	3	1.30
3_a	233.5	{ 9.410	3.31	2.990	3	−0.30
		{ 9.660	3.32	3.000	3	0.00
1_c	14.6	{ 8.320	3.36	3.040	3	1.30
		{ 8.570	3.30	2.980	3	−0.70
2_c	77.8	8.760	3.34	3.020	3	0.70
3_c	283.5	{10.620	3.40	3.070	3	2 30
		{ 9.780	5.45	4.930	5	−1.40
1_d	417.0	12.720	7.78	7.030	7	0.43
2_d	452.2	{13.410	7.92	7.150	7	2.10
		{ 6.140	22.50	20.300	20	1.50
1_e	14.7	6.810	2.21	1 995	2	−0.25
2_e	172.5	{ 7.925	2.23	2.015	2	0.75
		{ 8.185	2.25	2.030	2	1.50
3_e	276.0	8.864	2.16	1.950	2	−2.50

Pour ce qui concerne la variation de a et de b avec la température nous n'avons trouvé aucune loi. On peut dire d'une façon générale que a et b augmentent avec la température, mais pas d'une manière déterminée. Pour la même température on

trouve plusieurs valeurs différentes de a et de b. On ne trouve pas plus de régularité pour a en ne prenant que les valeurs d'une même série ou en ne se servant que des droites qui ont la même inclinaison. Nous avons donné dans le tableau VI les valeurs de a et de b de toutes les droites.

En comparant les diverses valeurs de b entre elles une relation tout à fait inattendue s'est présentée à nous: *Les différentes valeurs de* b *sont entre elles comme des nombres entiers*. En multipliant chaque valeur de b par 0,9035 on obtient des nombres très voisins de nombres entiers. Nous les avons désignés par n dans la sixième colonne du tableau. Dans la septième colonne nous avons porté l'écart en $^0/_0$ de 0,9035 b à n. Comme on le voit, il est en général plus petit que 1 $^0/_0$ et dans la plupart des cas où il dépasse cette valeur nous avons affaire à des droites coudées ou à des droites présentant une discontinuité et qui, de ce fait, sont moins bien déterminées étant plus courtes.

(A suivre).

SUR L'HYPOTHÈSE D'UN

CHAMP MOLÉCULAIRE ÉLECTROSTATIQUE

DANS LES GAZ COMPRIMÉS

ET LE PHENOMENE DE LA DECHARGE DISRUPTIVE [1]

PAR

C.-E. GUYE

Dans des expériences effectuées antérieurement [2] nous avons constaté qu'au voisinage du maximum de compressibilité de l'azote, le potentiel explosif passe lui-même par un maximum. Il peut sembler étrange à première vue, si l'on se place au point de vue de la théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs, que le potentiel explosif ne soit pas de plus en plus élevé au fur et à mesure que la pression augmente, c'est-à-dire que le libre parcours moyen des ions va en diminuant.

Cette constatation m'a conduit à envisager à l'intérieur d'un fluide comprimé l'existence d'un champ électrostatique moléculaire dont l'action s'ajouterait à celle du champ extérieur et viendrait ainsi faciliter l'ionisation par chocs et le passage de la décharge disruptive.

Bien que les expériences effectuées jusqu'ici et celles en cours d'exécution ne permettent pas encore de fixer la valeur de ce champ, il m'a paru digne d'intérêt d'envisager quelques cas particuliers pour lesquels ce champ paraît accessible au calcul. Les expériences ultérieures permettront, nous l'espérons, de choisir parmi ces diverses hypothèses, celles qui devront être écartées ou maintenues.

[1]) Communication faite à la séance du 29 juin 1916 de la Société de Phys. et d'Hist. nat. de Genève.

[2]) C.-E. Guye et H. Guye, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, juillet et août 1905.

Considérons en premier lieu le cas d'un gaz dont les molécules sont très distantes les unes des autres, un gaz parfait. Pour chaque molécule nous distinguerons une sphère de choc et une sphère d'action sensible. Les molécules du gaz étant très éloignées les unes des autres, les sphères d'action sensible n'empièteront pas les unes sur les autres ; néanmoins lorsqu'un électron ou un ion pénètre dans la sphère d'action sensible d'une molécule polarisée par le champ inducteur, c'est-à-dire orientée de façon que son axe de polarisation soit dans la direction de la trajectoire, l'ion subit une accélération qui augmentera son énergie cinétique et facilitera l'ionisation à l'instant du choc.

Le calcul montre alors que cette action est équivalente au point de vue de l'accroissement d'énergie cinétique de l'ion, ou de l'électron, à celle d'un champ uniforme et de même sens que le champ inducteur et qui se superposerait à lui. Ce champ additionnel est en outre inversément proportionnel au libre parcours moyen, c'est-à-dire proportionnel au nombre n_1 des molécules du gaz par unité de volume ; dans le cas des gaz parfaits il serait donc proportionnel à la pression du gaz.

Soit en effet en O une molécule polarisée et de moment $\mu = 2am$; désignons par σ le rayon de la sphère de choc et par s celui de la sphère d'action sensible. En un point d'abcisse x compris entre ces deux sphères, la force agissante est $X_e + \varphi(x)$; X_e étant le champ extérieur uniforme ; $\varphi(x)$ le champ dû à la présence de la molécule polarisée.

L'énergie cinétique que prendra l'ion de la position x jusqu'au contact avec la sphère de choc sera

$$W = \varepsilon \int_x^\sigma [X_e + \varphi(x)]\, dx ,$$

ε désignant la charge de l'ion.

Dans le cas où la molécule est un dipôle on a

$$\varphi(x) = \frac{2\mu}{x^3},$$

d'où

$$W = \varepsilon X_e (x - \sigma) + \mu \left(\frac{1}{\sigma^2} - \frac{1}{x^2}\right).$$

Il suffit que x soit dix ou vingt fois plus grand que σ pour que le terme $\frac{1}{x^2}$ puisse être négligé ; c'est-à-dire que le point x puisse être considéré comme en dehors de la sphère d'action sensible. L'expression devient alors

$$W = \varepsilon X_e (x - \sigma) + \frac{\mu}{\sigma^2},$$

Mais le trajet $x - \sigma$ que l'ion parcourt entre deux chocs est précisément égal à son libre parcours λ ; on aura finalement

$$W = \varepsilon \lambda X_e + \frac{\mu}{\sigma^2} = \varepsilon \lambda \left[X_e + \frac{\mu}{\varepsilon \sigma^2 \lambda}\right].$$

Posant $X_m = \frac{\mu}{\varepsilon \sigma^2 \lambda}$; X_m est le champ uniforme qui produirait sur l'ion la même accélération que le champ $\varphi(x)$; on voit que *ce champ est inversément proportionnel au libre parcours de l'ion entre deux chocs, c'est-à-dire proportionnel au nombre* n_1 *des molécules du gaz dans l'unité de volume.*

Il importe de remarquer qu'après le choc on peut admettre que l'orientation de la molécule choquée est quelconque, de sorte que si l'on envisage un très grand nombre de chocs, on peut dire qu'immédiatement après le choc, le champ $\varphi(x)$ est nul *en moyenne* et que l'ion reprend sa vitesse sous l'action seule du champ extérieur.

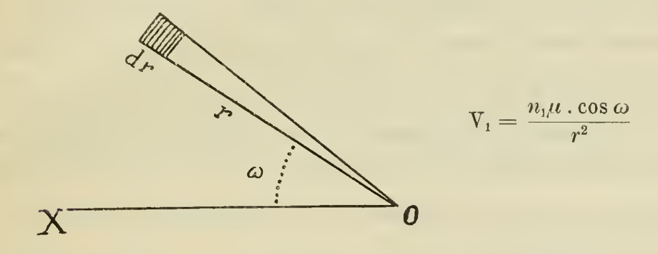
Passons maintenant au cas où le fluide est suffisamment dense. On peut admettre alors que les sphères d'action sensible empiètent les unes sur les autres et constituent un véritable champ moléculaire, présentant quelque analogie formelle avec ceux envisagés par M. Pierre Weiss pour l'explication du ferromagnétisme.

Ce champ moléculaire peut être aisément calculé dans quelques cas particuliers.

Considérons d'abord le cas où toutes les molécules du gaz seraient polarisées et auraient même moment électrique ; nous supposerons dans ce cas simplifié que tous les axes de polarisation sont parallèles au champ inducteur ; et nous ferons abstraction du rôle que peut exercer l'agitation thermique dans la statistique de leur orientation.

On peut démontrer alors que le champ moléculaire est encore très approximativement proportionnel au nombre des molécules du fluide par unité de volume et qu'il dépend très peu des limites du volume de gaz polarisé.

En effet le potentiel en un point O dû à un élément de volume égal à l'unité et polarisé parallèlement à OX a pour expression



$$V_1 = \frac{n_1\mu \,.\, \cos\omega}{r^2}$$

n_1 désignant le nombre des molécules polarisées dans l'unité de volume et μ le moment électrique de chacune d'elles.

La force aura pour expression

$$-\frac{dV_1}{dr} = \frac{2n_1\mu\cos\omega}{r^3}$$

et sa composante suivant la direction OX.

$$X = \frac{2n_1\mu \,.\, \cos^2\omega}{r^3} \,.$$

Considérons maintenant un élément de volume $d\tau$ de révolution autour de OX et égal à $d\tau = 2\pi r^2 \sin\omega \,.\, d\omega \,.\, dr$. Le champ moléculaire aura pour expression

$$X_m = 2n_1\mu \int \frac{\cos^2\omega}{r^3}\, d\tau = 8\pi n_1\mu \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int \frac{\cos^2\omega \,.\, \sin\omega}{r} \,.\, d\omega \,.\, dr \;,$$

$$X_m = \frac{8\pi n_1\mu}{3} \int \frac{dr}{r} \,.$$

Entre quelles limites devrons-nous effectuer l'intégration par rapport à r. Si nous prenons $r = 0$ comme limite inférieure, le champ moléculaire serait infini.

Mais la structure discontinue du gaz nous autorise à admettre qu'autour du point O, il y a toujours en moyenne un espace qui ne renferme aucune molécule et par conséquent aucune molécule polarisée. Désignons par ρ le rayon de cet espace qui est de l'*ordre de grandeur* de la distance qui sépare deux molécules, on aura en définitive

$$X_m = \frac{8\pi n_1 \mu}{3} \log_e \frac{r_0}{\rho},$$

r_0 désignant le rayon extérieur du volume de gaz polarisé.

Il est aisé de se rendre compte que le facteur $\log e \frac{r_0}{\rho}$ ne varie que très lentement avec la pression du gaz et avec les dimensions extérieures du volume de gaz polarisé. En effet la distance de deux molécules est en raison inverse de la racine cubique de n_1 ; en outre à la pression atmosphérique $\frac{r_0}{\rho}$ est de l'ordre de 10^7 pour $r_0 = 1$ cm.

Donc *dans de larges limites le champ moléculaire restera proportionnel au nombre* n_1 *des molécules par unité de volume.*

Il convient de faire ici une remarque générale. Si à l'intérieur d'un fluide dense polarisé électriquement on a un champ moléculaire proportionnel au nombre n_1 des molécules par unité de volume et que l'on introduise dans ce champ un plan renfermant lui-même un nombre de molécules proportionnel à n_1 et polarisées d'une façon analogue à celles qui créent le champ moléculaire, il se produira de part et d'autre de ce plan une action proportionnelle à n_1^2 c'est-à-dire *proportionnelle à la pression interne du fluide* (terme $\frac{a}{v^2}$ de la formule de van der Waals).

Cette pression pourrait même exister indépendamment de tout champ extérieur si l'on introduit l'hypothèse d'une polarisation spontanée, analogue à celle introduite dans l'explication du ferromagnétisme. Dans ce cas le champ inducteur aurait pour rôle de déterminer une direction privilégiée de polarisa-

tion électrique. C'est, on le voit, une façon de ramener les forces intermoléculaires dans les fluides à des actions électrostatiques. Il va sans dire que la proportionnalité de cette pression à la pression interne n'implique pas son identité et qu'il conviendrait de soumettre une telle hypothèse à des vérifications numériques.

On peut néanmoins espérer que l'étude de la constante diélectrique, de la biréfringence électrique et celle de la décharge disruptive qui nous intéresse plus particulièrement pourront fournir quelques renseignements numériques sur la valeur de ce champ moléculaire dans les fluides.

Dans un prochain article nous envisagerons le cas d'un champ moléculaire résultant d'un équilibre statistique entre l'action d'orientation du champ extérieur et l'agitation thermique comme l'ont fait M. Langevin dans sa théorie du magnétisme et M. P. Weiss dans celle du ferro-magnétisme. Nous examinerons également le cas où le moment électrique de chaque molécule est une fonction du champ extérieur ou même du champ moléculaire([1]) et nous chercherons à en tirer les conclusions qui en découlent soit au point de vue de l'explication des expériences mentionnées sur la décharge disruptive, soit au point de vue de recherches expérimentales en cours d'exécution au Laboratoire de physique de Genève.

[1]) A ce propos, je tiens à mentionner que M. le prof. A. Perrier, de Lausanne, a déjà envisagé quelques-unes des conséquences qui résultent d'hypothèses de ce genre, et cela particulièrement en ce qui concerne les propriétés de l'état cristallin *(Arch. des Sc. phys et nat.*, juin 1916). C'est la publication du résumé de la communication de M. Perrier qui nous a engagé à ne pas différer plus longtemps la publication des considérations auxquelles nous étions arrivés par nos expériences sur la décharge disruptive et qui nous paraissent favorables à cette manière de voir.

SUR

L'ÉQUATION DE LA DÉCHARGE DISRUPTIVE

ET LA POSSIBILITE DE

TROIS SORTES DE POTENTIELS EXPLOSIFS

PAR

C.-E. GUYE

La théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs conduit, comme on sait, à l'expression suivante du courant de décharge

$$i = i_0 \frac{e^{a(\alpha - \beta)} - 1}{\alpha - \beta e^{a(\alpha - \beta)}} \qquad \text{(I)}$$

et l'on admet généralement que le potentiel explosif correspond au cas où le courant tend à devenir infini ; c'est-à-dire lorsque le dénominateur s'annule [1].

Le but de cette note est de montrer que l'équation (I) permet de prévoir trois sortes de potentiels explosifs.

Le *premier potentiel* explosif correspond à la condition

$$\alpha = \beta e^{a(\alpha - \beta)} \qquad \alpha > \beta \ ;$$

c'est celui que l'on observe le plus fréquemment.

[1]) L'expression (I) est relative à la décharge entre deux plateaux parallèles, la cause ionisante initiale étant uniformément répartie dans tout le gaz. Dans cette expression, i_0 est le courant de saturation correspondant à la cause ionisante initiale; a la distance des deux plateaux; α le nombre des chocs ionisants produits par un électron dans un parcours d'un centimètre; β le nombre des chocs ionisants produits dans les mêmes conditions par l'ion positif. Lorsque la cause ionisante est une source de rayons ultra-violets frappant le plateau négatif, le dénominateur de l'expression (I) conserve la même forme (voir P. Langevin, *le Radium*, t. III, 1906). On retrouve dans ce cas les trois mêmes conditions pour le potentiel explosif.

Mais indépendamment de cette solution généralement admise, le dénominateur de l'expression (I) peut s'annuler pour la condition $\alpha = \beta$.

Dans ce cas l'expression prend la forme $\frac{0}{0}$; elle a pour valeur limite

$$i = i_0 \frac{a}{1 - a\alpha} = i_0 \frac{a}{1 - a\beta} . \tag{II}$$

Le courant de décharge prend donc en général une valeur finie, mais dans le cas particulier où

$$\alpha = \beta = \frac{1}{a} ,$$

le courant tend de nouveau à devenir infini et l'on a une seconde espèce de potentiel explosif que nous appellerons *deuxième potentiel explosif*.

Enfin le dénominateur de l'équation (I) s'annule également pour la condition

$$\beta = \alpha e^{a(\beta - \alpha)} \qquad \beta > \alpha .$$

Le numérateur de l'expression (I) reste alors fini comme dans le premier cas; en outre numérateur et dénominateur changent de signe; le sens de la décharge n'est donc pas modifié; c'est le *troisième potentiel explosif*.

Les conditions relatives à ces trois sortes de potentiels explosifs peuvent être représentées graphiquement de façon très simple.

Mettons en effet l'expression (I) sous la forme

$$i = i_0 \frac{e^{-a\beta} - e^{-a\alpha}}{\alpha e^{-a\alpha} - \beta e^{-a\beta}} .$$

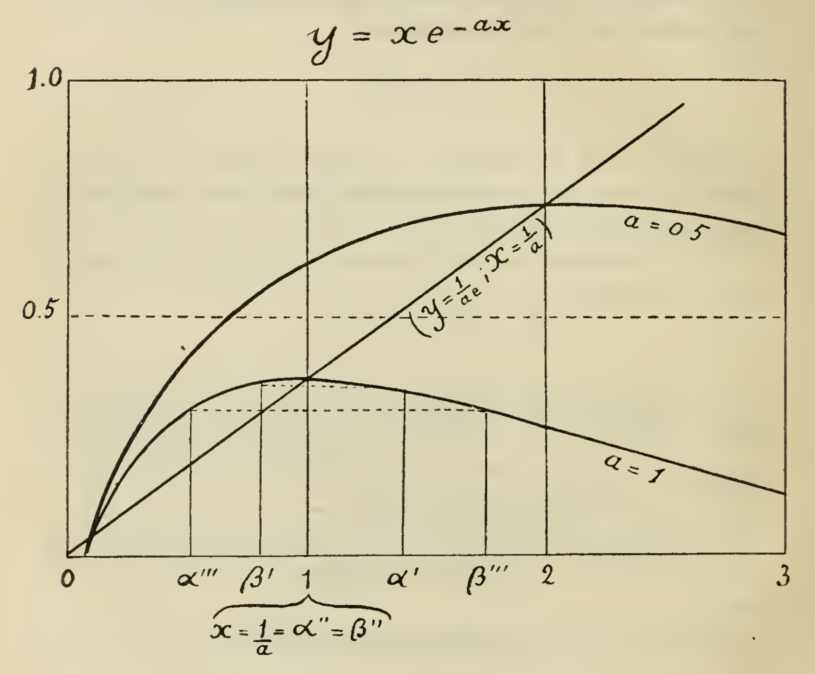
Sauf le cas $\alpha = \beta$ pour lequel la valeur de i est donnée par l'expréssion (II) le numérateur reste fini ([1]). Il est aisé de démontrer d'autre part que la fonction $y = xe^{-ax}$ qui figure au dénominateur jouit des propriétés suivantes: elle s'annulle pour

[1]) α et β n'étant pas infinis.

$x = 0$ et $x = \infty$; passe par un maximum pour $x = \frac{1}{a}$; cette valeur maximum étant $y_m = \frac{1}{ae}$ ·

La fonction y est représentée par la courbe de la figure et les trois sortes de potentiels explosifs correspondent alors aux couples d'abcisses

$$\alpha', \beta' \ (\alpha' > \beta) ; \qquad \alpha'' = \beta'' = \frac{1}{a} ; \qquad \alpha''', \beta''' \ (\beta''' > \alpha''') .$$



Supposons par exemple que l'on soumette à un champ électrique croissant le gaz compris entre deux plateaux à distance constante. L'ionisation par choc due aux électrons précède, comme on sait, celle des ions positifs ; α est donc au début plus grand que β. D'autre part β nul au début croit ensuite très rapidement jusqu'à ce que l'on ait l'égalité $\alpha = \beta$; et à partir de ce moment, on aura β plus grand que α. Nous supposons dans ce qui précéde que nous avons réussi à éviter l'étincelle diruptive.

Trois cas pourront alors être envisagés : 1° l'égalité $\alpha = \beta$ se produit après le maximum de la courbe et le premier potentiel explosif est seul possible ; 2° l'égalité $\alpha = \beta$ se produit au maximum même de la courbe et l'on a le deuxième potentiel explosif ; 3° enfin l'égalité $\alpha = \beta$ se produit avant le maximum de la courbe, c'est le troisième potentiel explosif.

Admettons maintenant que l'on modifie la distance des plateaux. Il est aisé de voir que la droite passant par l'origine et par le maximum représente le lieu géométrique de la position des maxima des diverses courbes que l'on obtient en faisant croître $\frac{1}{a}$; c'est-à-dire en diminuant la distance des plateaux. Cela résulte de la relation $y_m = \frac{1}{ae}$. Plus la distance a sera faible, plus le maximum est réjeté sur la droite de la figure et plus sa valeur est élevée. En faisant varier la distance a on pourra donc théoriquement faire en sorte que l'égalité $\alpha = \beta$ se produise avant ou après le maximum et obtenir ainsi l'un ou l'autre des trois potentiels explosifs.

Les considérations que résume notre figure ont été établies à dessein, indépendamment de toute hypothèse particulière sur la façon dont α et β varient en fonction du champ électrique et de la pression du gaz ; nous nous réservons de montrer ailleurs ce que deviennent ces considérations générales lorsque α et β sont envisagés comme des fonctions déterminées de ces quantités. Remarquons enfin que les trois potentiels explosifs envisagés sont en quelque sorte les potentiels explosifs *absolus* c'est-à-dire correspondant à une valeur théoriquement infinie de i. Mais expérimentalement il peut sans doute se produire que le courant dû à l'ionisation, sans tendre vers une valeur infinie, devienne très grand par rapport au débit de la source qui maintient la différence de potentiel aux électrodes ; on pourrait constater dans ce cas une décharge brusque, présentant pratiquement le caractère d'un potentiel explosif. Nous discuterons dans un second article les relations qui existent entre ces trois sortes de potentiels et les conditions du phénomène de la longueur critique et de la pression critique de l'étincelle.

INTERPRÉTATION ÉLECTRODYNAMIQUE

DE LA

CONSTANTE *h* DE PLANCK

PAR

A.-L. BERNOULLI

Considérons un électron de masse m et portant une charge e, en mouvement dans un champ magnétique uniforme d'intensité H ; sa trajectoire sera une hélice. Le mouvement peut être considéré comme la résultante d'un déplacement parallèle à l'axe du cylindre de rayon r sur lequel l'hélice est tracée, c'est-à-dire parallèle aux lignes de force, et d'un mouvement circulaire perpendiculairement à cet axe. L'énergie cinétique T relative au mouvement circulaire est, en désignant par v la vitesse tangentielle :

$$T = \frac{1}{2} mv^2 ;$$

la force, perpendiculairement à la trajectoire, aura pour expression :

$$F = \frac{mv^2}{r} = eHv , \tag{1}$$

de sorte que l'énergie T en fonction du nombre de tours ν et de l'intensité H du champ, sera :

$$T = \pi r^2 He\nu = \mu e\nu , \tag{2}$$

où μ désigne le flux d'induction à travers le cylindre, c'est-à-dire le nombre de lignes de force embrassées à chaque tour.

Si, au lieu d'un seul électron, il y en avait n, en mouvement dans des conditions identiques, on aurait

$$\mu = n \,.\, \pi r^2 H .$$

Précisons ce qui précède en introduisant le champ magnétique H produit par une molécule de diamètre σ. Avec Ritz ([1]) et Paschen ([2]), nous prendrons 10^9 gauss comme ordre de grandeur de H. Si, en outre, on prend le rayon du cylindre de même ordre que le rayon moléculaire, soit environ 10^{-8} cm. et pour la charge élémentaire, le nombre de Millikan :

$$e = 1{,}63 \,.\, 10^{-20} \text{ U.E.M.} ,$$

on trouve pour le flux d'induction multiplié par la charge :

$$\mu \,.\, e = 5{,}1 \,.\, 10^{-27} ,$$

c'est-à-dire un nombre qui concorde avec la constante h de Planck non seulement quant aux dimensions, mais encore quant à l'ordre de grandeur. On a, en effet ([3]) :

$$h = 6{,}548 \,.\, 10^{-27} \text{ ergs. sec.}$$

Nous verrons dans un instant qu'on peut obtenir une bonne concordance numérique.

Auparavant, nous allons introduire un nouveau principe, que nous appellerons *Principe du flux d'induction universel* et qu'on peut énoncer ainsi :

Si des électrons sont en mouvement sur des trajectoires fermées identiques dans un champ magnétique moléculaire, le nombre de lignes de force coupées par les rayons vecteurs à chaque révolution est une seule et même constante universelle.

En d'autres termes, *tous les électrons-résonnateurs sont traversés par un même tube de force magnétique universel.* Comme, d'autre part, e est également une constante universelle, le produit $e\mu$ aura le même caractère, et l'on pourra poser pour un électron :

$$\text{T} = \mu e \,.\, \nu = \frac{1}{2} h\nu \,. \tag{3}$$

Si l'on éloigne l'électron du système, celui-ci perdra un « quantum d'énergie »

$$\text{T} = \frac{1}{2} h\nu$$

[1]) *Ann. der Physik*, 1908, **25**, 660.
[2]) *Jahrbuch der Radioaktivität*, 1911, VIII, 185.
[3]) M. Planck, *Theorie der Wärmestrahlung*, Leipzig 1906 ; p. 162.

sous forme d'énergie cinétique, puisque μ est une constante universelle et que la charge élémentaire est indivisible. La constante de Planck sera de la sorte définie par

$$h = 2e\mu = 2\pi r^2 n \mathrm{H} e \, . \qquad (4)$$

Si nous avons introduit $\frac{1}{2}h$ au lieu de h dans les expressions, c'est pour tenir compte de l'énergie dite « au zéro absolu », ainsi que des formules de Nernst sur les chaleurs spécifiques des solides ; on peut aussi dire que $\frac{1}{2}h$ est le plus petit facteur qui intervienne dans les relations sur les quanta d'action.

D'autre part, on a, d'une façon tout à fait générale :

$$\nu = \frac{\mathrm{H}e}{2\pi m} \, , \qquad (4')$$

d'où, en éliminant H et e à l'aide de (4) :

$$h = 4\pi^2 r^2 n m \nu = 2\pi \, . \, n \, . \, mrv \, . \qquad (5)$$

Ainsi, comme conséquence immédiate du Principe du flux d'induction universel, nous voyons que tout courant particulaire d'Ampère ou tout électron-résonnateur possède un moment J qui est un multiple d'un seul et même *moment universel*, et l'on a

$$\mathrm{J} = n \, . \, mrv \, .$$

Or, ceci n'est pas autre chose que l'hypothèse fondamentale introduite en 1913 par M. N. Bohr (¹) pour expliquer ses belles recherches sur les spectres en série et la constitution des atomes. Ici, la nouvelle hypothèse de Bohr se présente comme une conséquence de notre nouveau principe électrodynamique. Dans la suite, nous nous servirons de l'une ou de l'autre des relarelations (4) et (5) donnant h.

Nous allons maintenant calculer quelques diamètres moléculaires au moyen des formules obtenues. Ceci est possible, attendu que le diamètre d'une molécule, σ, doit être, pour des raisons géométriques, une *limite inférieure* du diamètre $2r$ de la

¹) *Phil. Mag.* 1913, (6) **26**, 15.

trajectoire de l'électron, en supposant toutefois que celle-ci se trouve dans le plan équatorial de la molécule. Il suit de là que pour

$$\text{Lim}\ 2r = \sigma\ ,$$

la fréquence doit être *maximum*. Dans le cas des spectres en séries, nous avons bien, en effet, des limites semblables, très marquées, et, comme l'exigent nos formules, ces limites se trouvent du côté du violet.

Comme la limite de la série principale est plus reculée dans l'ultra-violet que la limite d'une série secondaire quelconque, on pourra en déduire la valeur limite H_0 de l'intensité du champ moléculaire au moyen de :

$$\nu = \frac{eH}{2\pi m}\ ,$$

De plus, la relation (5) nous fournit la propriété suivante, connue depuis longtemps : *Pour les séries homologues, par exemple pour les métaux alcalins dont les poids atomiques, c'est-à-dire les diamètres atomiques, croissent, les limites des séries principales se déplacent vers le rouge par bonds discontinus.*

Si nous connaissons la fréquence limite ν_0, par suite H_0, et la charge élémentaire e, il est possible de calculer le diamètre moléculaire σ en l'identifiant avec la limite inférieure du diamètre $2r$ de la trajectoire. Le calcul a été fait pour les séries principales de l'*hydrogène*, de l'*oxygène* et la série principale à courtes longueurs d'onde de l'*hélium*. Le tableau ci-dessous permet de comparer les valeurs calculées par la relation :

$$(6) \qquad \sigma = \sqrt{\frac{2h}{\pi n e H_0}}\ ,$$

tirée de (4), avec les valeurs calculées au moyen de la viscosité des gaz. Dans les trois cas, les nombres concordent avec une exactitude inattendue. Le nombre n des électrons en mouvement dans l'atome est ainsi de 2 pour la limite de la série principale de l'hélium, et de 1 pour les limites correspondantes de l'hydrogène et de l'oxygène.

	H_0	σ (viscosité)	Moyenne	σ (spectres)
H	$5{,}2028 \cdot 10^8$	$2{,}17 \cdot 10^{-8}$ [1]	$2{,}17 \cdot 10^{-8}$	$2{,}21 \cdot 10^{-8}$
He	4,1048 »	1,92 » [1]	1,81 »	1,77 »
He	4,1048 »	1,70 » [2]		
O	3,8496 »	2,71 » [1]	2,66 »	2,58 »
O	3,8496 »	2,60 » [3]		

Il est évident que de la valeur de σ ainsi calculée, on peut déduire le libre parcours moyen l et la somme des sections Q des molécules contenues dans un centimètre cube dans les conditions normales.

	l spectres	l viscosité	Q spectres	Q viscosité
H [4]	0,0167 μ	0,0178 μ	1,07 m^2	0,98 m^2
He	0,0264 »	0,0285 »	0,63 »	0,63 »
O	0,0124 »	0,0103 »	1,44 »	1,51 »

Pour le calcul de Q, on a pris le nombre de molécules par cm^3 trouvé par Planck ([5]) et calculé à partir du rayonnement noir, donc également à l'aide de phénomènes optiques. La formule donnant le libre parcours moyen est celle que l'on obtient en substituant la valeur de σ tirée de (6) dans la relation bien connue de la théorie cinétique :

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi N_1 \sigma^2},$$

où N_1 est le nombre de molécules par unité de volume ; on a ainsi :

$$l = \frac{H_0 e n}{2\sqrt{2}\,h N_1} = \frac{n e H_0 M}{2\sqrt{2}\,h N D},$$

[1]) Sutherland, *Phil. Mag.* 1910, (6), **19**, 5.
[2]) Schultze. *Ann. der Phys.* 1901, **6**, 302.
[3]) Kleint, *Verhand. der deutsch. physik. Gesell.* 1905, **3**, 146.
[4]) Lorsqu'il n'y a pas d'indication d'auteur, les nombres sont ceux donnés dans les *Tables de Landolt et Boernstein.*
[5]) Planck, *loc. cit.* p. 162.

où N est le nombre d'Avogadro, M la masse moléculaire et D la masse spécifique. En vertu de (4'), on a également :

$$l = \frac{\pi m n \nu_0 M}{\sqrt{2}\, h N D} \cdot \tag{7}$$

Ainsi, par exemple pour l'oxygène et l'hydrogène, les fréquences limites des séries principales sont entre elles comme les libres parcours moyens à la même pression. *Plus généralement, la première constante de la série principale dans la formule de Kayser et Runge, sera égale, à un facteur universel près, au produit du libre parcours moyen par la masse spécifique.*

Ce qui précède nous met à même de calculer le diamètre des molécules des éléments pour lesquels, jusqu'à présent, cette détermination n'a pu être faite, vu que ni la viscosité ni la conductibilité de ceux-ci ne sont connues. C'est le cas, par exemple, pour les vapeurs des métaux alcalins, et de l'argent. Le tableau suivant indique les limites des séries principales en nombre d'ondes par cm., la fréquence limite ν_0, le champ correspondant H_0 et le diamètre moléculaire que l'on en déduit.

	$\frac{\nu_0}{3.10^{-10}}$	ν_0	H_0	σ
Ag	61093,5	$1,8328 . 10^{15}$	$6,5210 . 10^{8}$	$1,982 . 10^{-8}$
Li.........	63489,5	1,3046 »	4.6420 »	2,349 »
Na	41444,9	1,2434 »	4,4239 »	2,407 »
K	35005,9	1,0502 »	3,7365 »	2,619 »
Rb	33684,8	1,0105 »	3,5953 »	2,670 »
Cs.........	31406,7	0,9422 »	3,3522 »	2,765 »

L'expression (4) peut être vérifiée d'une façon encore plus directe. En effet, par élimination de σ, on obtient une relation entre le coefficient de viscosité η, la limite ν_0 des séries principales et la charge élémentaire e. L'équation (5) nous donne immédiatement :

$$\eta = \frac{\pi m}{3\sqrt{2} N h} . M u \nu_0 , \tag{8}$$

où u est la vitesse de translation des molécules gazeuses.

	Température	VISCOSITÉ η calculée	VISCOSITÉ η observée
H	0°	0,0000843	0,0000841 [1])
O	0°	0,0002481	0,0001926 [1])
He	0°	0,0001875	0,0001879 [2])
Hg (vapeur) ..	380°	0,0006654	0,0006560 [3])

Comme on le voit, la concordance entre les valeurs données par la théorie et les valeurs expérimentales est très satisfaisante pour l'oxygène et les vapeurs de mercure ; pour l'hydrogène et l'hélium, elle est tout à fait remarquable.

Inversément, les coefficients de viscosité de l'hélium et de l'hydrogène nous permettent de calculer la constante de Planck.

Constante h *de Planck*

	$e = 4{,}88 . 10^{-10}$ (Regener[4])	$e = 4{,}891 . 10^{-10}$ (Millikan[5])
H	$6{,}55(2) . 10^{-27}$	$6{,}53(4) . 10^{-27}$
He	6,53(4) »	6,54(6) »

VALEUR MOYENNE DE h :

Viscosité des gaz .... **$6{,}549 . 10^{-27}$**
Rayonnement noir .... **$6{,}548 . 10^{-27}$**

Comme la différence est inférieure à $^1/_5$ $^0/_{00}$, nous avons, dans les résultats ci-dessus, *une confirmation expérimentale remarquable de notre interprétation électrodynamique de la constante de Planck.*

L'équation (8) nous permet enfin de déterminer la masse $\mathfrak{m}$ d'une molécule gazeuse, par exemple d'une molécule d'hydrogène et, cela, *sans passer par le nombre d'Avogadro.* On a :

$$\mathfrak{m} = \frac{M}{N} = \frac{3\sqrt{2}\,h}{\pi m}\,\frac{\eta}{u\nu_0} .$$

[1]) Markowsky. *Ann. der Phys*, 1904, **14**, 742.
[2]) Rankine, *Phil. Mag.*, 1911, **21**, 45.
[3]) S. Koch, *Ann. der Phys.*, 1883, **19**, 857.
[4]) *Physik. Zeitschr.* 1911, **12**, 135.
[5]) *Ibid.*, 163.

Pour l'hydrogène, en supposant la molécule formée de deux atomes, on trouve

$$m = 3,258 \,.\, 10^{-24}$$

et pour la masse de l'atome d'hydrogène

$$\frac{1}{2}\, m = 1,629 \,.\, 10^{-24} \,,$$

tandis que M. Planck a trouvé, au moyen de la constante des gaz parfaits et celle du rayonnement noir :

$$\frac{1}{2}\, m = 1,63 \,.\, 10^{-24} \,.$$

A l'aide de notre valeur, qui concorde très bien avec celle de Planck, et en prenant

$$H = 1,008 \,,$$

on peut déterminer le *nombre d'Avogadro*, déduit ainsi de la *viscosité*, de la *série limite* et du *quantum d'action* h. On trouve

$$N = \mathbf{6,150 \,.\, 10^{23}} \,,$$

valeur en concordance parfaite avec la valeur de Planck :

$$N = 6,175 \,.\, 10^{23} \,,$$

déduite du rayonnement noir.

Bâle, Laboratoire de Chimie-Physique de l'Université.

NOUVELLES REMARQUES

CONCERNANT LES

LUEURS CRÉPUSCULAIRES DU CIEL

PAR

P. GRUNER

Dans un précédent travail [1] nous avons donné une description générale de la manière dont se déroulent les phénomènes crépusculaires. Mais pour une étude approfondie, ces phénomènes doivent être analysés bien plus exactement et surtout il devient nécessaire d'employer une terminologie bien nette et précise. C'est dans ce but [2] que nous essaierons de donner une *classification systématique* des différentes zones colorées que présente le ciel durant et après le coucher du soleil (de même qu'avant et pendant le lever de celui-ci). Cette classification a nécessairement un caractère très artificiel; aussi ne s'agit-il pas d'une nomenclature définitive, mais seulement de propositions que nous aimerions soumettre à tous les observateurs de ces phénomènes. Nous l'exposons ici purement et simplement, sans motiver le choix de nos définitions, nous réservant pour un travail postérieur de démontrer leur utilité. Pour le moment il ne s'agit que de faciliter l'entente entre les observateurs, dont nous espérons que le nombre augmentera toujours et pour lesquels nous faisons suivre en appendice une « instruction ».

Les phénomènes crépusculaires peuvent être examinés d'après trois points de vue: les effets optiques, la répartition en diffé-

[1] *Archives des Sciences phys. et nat.* 1914 (4 P.), t. XXXVII, p. 226.

[2] Dans les « Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft in Bern », 1915, p. 264, nous avons publié une « Schematische Darstellung des Verlaufes der Dämmerungsfarben », dont nous donnons ici un abrégé.

rentes zones du ciel, le développement des colorations durant une soirée (resp. une matinée).

Laissant de côté l'analyse détaillée des effets optiques nous commençons tout de suite par :

I. — La répartition en différentes zones du ciel

Fixons d'abord quelques notations connues. Nous nommerons :

Horizon apparent la ligne selon laquelle le plan horizontal de l'observateur coupe la sphère céleste.

Horizon vrai ou astronomique la ligne selon laquelle un plan passant par le centre de la terre coupe la sphère céleste, parallèle au plan horizontal de l'observateur.

Horizon naturel la ligne selon laquelle les objets terrestres délimitent la sphère celeste (cette ligne est naturellement aussi influencée par la réfraction atmosphérique).

L'orientation sur l'horizon sera donnée, d'une manière connue, par les quatre points cardinaux : *point sud*, *point nord, point est*, *point ouest.* Ces points doivent être vraiment considérés comme des points mathématiques. Veut-on indiquer la direction d'une manière plus ou moins vague, on dira : la *partie sud*, ou simplement *le sud*, ainsi que le nord, l'ouest, l'est.

Le soleil ne se couchant pas seulement à l'ouest, mais aussi au sud-ouest ou nord-ouest, il faudra aussi introduire des définitions précises qui en même temps s'appliqueront immédiatement au lever du soleil. Nous nommerons :

Point solaire l'intersection de l'horizon naturel avec le vertical du soleil, cette intersection étant située près du soleil.

Point antisolaire de l'horizon l'intersection de l'horizon naturel avec le vertical du soleil, cette intersection étant située loin du soleil ([1]).

Points intermédiaires les points de l'horizon naturel qui sont à distances égales du point solaire et du point antisolaire de l'horizon. Ces deux points intermédiaires seront distingués par

[1]) En général on désigne comme point antisolaire le point du firmament diamétralement opposé au soleil ; c'est pourquoi il nous faut ajouter ici les mots « de l'horizon ».

l'adjectif *boréal* ou *austral*, selon leur proximité avec le point nord ou le point sud.

Les parties du ciel environnant ces différents points seront désignées comme: *partie solaire, partie antisolaire*, *partie intermédiaire* (boréale ou australe). En y ajoutant encore la *partie zénitale*, entourant le zénit, le firmament visible se trouve ainsi divisé en cinq parties distinctes.

Naturellement ce sont surtout la partie solaire et antisolaire qui éveillent l'intérêt de l'observateur et c'est dans ces parties que nous distinguons une série de zones différentes qui cependant n'apparaissent pas toutes en même temps.

A. *La partie solaire du ciel.*

1. *Les lueurs colorées* ([1]).

a) *L'Auréole* = lueur circulaire autour du soleil, d'un rayon relativement petit mais variable, d'une grande intensité et clarté, de nuances blanchâtres ou colorées, mais jamais ni blanc ni d'un vert pur.

b) *Le cercle de Bishop* = une espèce d'auréole d'un rayon sensiblement plus grand et toujours bordé d'un anneau coloré plus ou moins large et diffus. En s'approchant de l'horizon le soleil sort excentriquement du cercle et les dimensions du dernier augmentent ([3]).

c) *La lumière pourprée principale*, ou lumière pourprée tout court = lueur de forme et d'extension très diverse, changeant rapidement, sans limite distincte, excentrique au soleil, d'intensité variant rapidement, d'une structure peu transparente, quelquefois irrégulière, avec des nuances colorées ou prédomi-

[1]) La couleur normale du ciel étant bleue (ou noir pendant la nuit), quelquefois d'une teinte blanchâtre ou verdâtre, nous ne considérons ni le bleu, ni le vert, ni le blanc, ni le noir comme une «coloration» du ciel.

[2]) Ici l'auréole est tout autrement définie que dans notre précédent travail p. 227. Ce que nous nommions alors «auréole» sera désormais désigné comme «lueur transparente».

[3]) Cette définition rétablit l'ancienne définition du cercle de Bishop, mais est en constradiction avec la notion de beaucoup d'observateurs modernes qui ne distinguent pas entre «auréole» et «cercle de Bishop».

nent le pourpre, violet ou rouge, jamais ni blanchâtre ni verdâtre.

Normalement cette lumière apparaît en forme de tache ou de lueur diffuse à une hauteur entre 10°-40° au-dessus de l'horizon quand le soleil s'est abaissé de 2°-3° sous l'horizon. Lorsque celui-ci est à environ 4° sous l'horizon la lumière pourprée atteint son maximum d'extension et d'intensité; lorsque le soleil est à environ 6° sous l'horizon on ne voit plus qu'un mince et faible ruban bordant le segment crépusculaire inférieur.

d) *La lumière pourprée secondaire* = phénomène semblable à la lumière pourprée principale, de forme semblable, encore moins nettement limité, généralement d'extension moindre, d'intensité moins forte et de nuances plus foncées.

Elle apparaît quand le soleil est abaissé de 7°-11° sous l'horizon à peu près au même emplacement que la lumière pourprée principale et se développe d'une manière analogue mais avec un caractère moins marqué.

2. *Les couches horizontales.*

a) *La couche horizontale vaporeuse* = couche superposée directement à l'horizon apparent, l'entourant généralement sur toute sa circonférence, limité très indistinctement à des hauteurs très variables, de nuances blanchâtres, grisâtres à noirâtres, quelquefois faiblement coloré. Son existence dépend essentiellement de la pureté de l'air, de sorte que cette couche peut devenir à peu près invisible.

b) *Les couches horizontales inférieures colorées* ou *segment inférieur* ou *segment coloré* forment une série de longues couches approximativement parallèles, superposées à la couche vaporeuse, resp. cachées en partie derrière celle-ci. Ces couches sont plus ou moins symétriques relativement à la partie solaire, ont une hauteur et une extension horizontale variable, sont d'une intensité et de nuances variables, souvent très lumineuses, sont toujours plus ou moins colorées tirant quelquefois vers le vert ou vers le blanc, de répartition des couleurs variable, quelquefois d'une structure inhomogène.

Elles peuvent atteindre des hauteurs de 6°-10° au-dessus de

l'horizon et peuvent durer pendant que le soleil varie d'une hauteur de 10°-15° au-dessus jusqu'à 8°-12° au-dessous de l'horizon.

Ce n'est que lorsque le soleil a une dépression relativement forte sous l'horizon que ces couches prennent la forme nette d'un segment et que leur limite supérieure devient bien distincte. Nous nommerons cette limite *l'arc crépusculaire inférieur.*

c) *Les couches horizontales supérieures incolores* ou *segment supérieur* ou *segment incolore* sont ordonnées d'une manière analogue aux couches inférieures qu'elles surmontent toujours. Elles sont en général plus minces, moins intenses, d'un aspect non transparent, n'ayant que des nuances verdâtres et blanchâtres, tirant quelquefois un peu vers le rouge ou le brun. Elles n'apparaissent qu'à des dépressions du soleil de 5°-12° sous l'horizon et se confondent très facilement avec la lueur transparente. Si par exception leur limite supérieure devient distincte on la nommera *l'arc crépusculaire supérieur.*

3. *Les lueurs incolores.*

a). *La lueur transparente* ([1]) = lueur entourant le soleil plus ou moins excentriquement, de forme extrêmement variable (elle peut se transformer en forme de couche horizontale), très indistinctement limité, d'extension relativement grande, mais variable, de nuance tout à fait transparente et claire, généralement blanchâtre ou verdâtre tirant vers le bleu, d'une structure parfois inhomogène.

Il s'agit ici d'un phénomène très indistinct et il est souvent impossible de séparer cette lueur des parties ambiantes du ciel. Si jamais une limite supérieure devenait visible on la désignerait sous le nom *d'arc crépusculaire ultra supérieur.* Il serait possible que cette lueur transparente ait deux phases successives distinctes analogues à celles de la lumière pourprée.

b) *La lueur crépusculaire* proprement dite = lueur en forme

[1]) C'est cette lueur que nous désignions dans notre travail précédent, p. 227, comme « auréole ».

de segment, limitée vers le haut par le ciel sombre nocturne, vers le bas par la lueur transparente ou par les couches horizontales supérieures. Cette dernière limite est nécessairement très peu nette, la première le devient à mesure que le soleil s'abaisse sous l'horizon. Cette lueur avec sa nuance faible, blanchâtre, n'apparaît que pour des dépressions du soleil de 6° à 18° sous l'horizon ; son extension est très grande pour la dépression solaire de 6°, infime pour celles de 16°-18°.

La limite supérieure de cette lueur n'est autre chose que *l'arc de l'ombre terrestre* qui, après avoir passé le zénit, s'abaisse graduellement vers la partie solaire (à l'aurore en sens inverse).

c) *La lueur nocturne* = lueur en forme de segment, très indistinctement limitée, superposée à la lueur crépusculaire, très faible, d'une nuance blanchâtre peu transparente.

Cette lueur qui n'est visible que dans des conditions exceptionnellement favorables n'apparaît que pour de très grandes dépressions solaires et peut être observée parfois durant toute la nuit.

d) La *lumière zodiacale* paraît former, d'après les observations de M. F. Schmid, à Oberhelfenswil, la dernière phase des phénomènes crépusculaires.

B. *La partie antisolaire du ciel.*

1. *La couche horizontale vaporeuse*, voir p. 35.
2. *Les couches horizontales sombres, en forme de segment.*

a) *L'ombre terrestre supérieure* ou *l'ombre terrestre* tout court, = zone en forme de segment généralement bien distinct, plus ou moins symétrique relativement au point antisolaire de l'horizon, superposée à la couche horizontale vaporeuse, resp. cachée en partie derrière elle, croit en hauteur et en extension avec l'abaissement du soleil, mais beaucoup plus rapidement que cet abaissement. La nuance est nettement grise à bleu-noir, quelquefois tirant sur le vert ou le violet. L'ombre terrestre n'est visible au-dessus de l'horizon apparent (mais non pas de l'horizon naturel !) que tant que le soleil est au-dessous de celui-là.

Elle est difficile à distinguer des parties supérieures du ciel quand le soleil a atteint une dépression de 5° ou davantage sous l'horizon.

Sa limite supérieure est désignée comme *arc de l'ombre terrestre.* Exceptionnellement cet arc peut être suivi jusqu'à son passage à travers le zénit; du côté de la partie solaire il apparaît alors comme limite de la lueur crépusculaire.

b) *L'ombre terrestre inférieure* forme une apparition semblable à l'ombre terrestre supérieure, mais beaucoup moins nette, indistinctement limité, de couleur similaire, et se montrant pour des dépressions du soleil plus grande (le soleil étant 6°-8° sous l'horizon). Une limite supérieure éventuelle de cette ombre pourrait être désignée comme *arc de l'ombre terrestre inférieur.*

3. *Les couches horizontales colorées, en forme d'arc.*

a) *L'anticrépuscule supérieur* = couche horizontale en forme d'arc bordant l'ombre terrestre à laquelle il est directement superposé, de largeur et d'extension variable, d'intensité variable, d'une nuance non-transparente colorée, où les tons pourpres, rouges et violets prédominent, mais parfois accompagné de bandes verdâtres à blanchâtres.

Cet anticrépuscule apparaît pendant que le soleil se trouve environ 5°-12° au-dessus de l'horizon et 4°-5° sous l'horizon; exceptionnellement il est aussi visible pour des dépressions solaires plus grandes et alors il peut même dépasser en extension le zénit. Tant que l'ombre terrestre est encore cachée sous l'horizon apparent l'anticrépuscule peut être entremêlé plus ou moins à la couche vaporeuse.

La limite supérieure de l'anticrépuscule est en général peu nette, on pourrait la désigner comme *arc anticrépusculaire supérieur.*

b) *L'anticrépuscule inférieur* = phénomène semblable à l'anticrépuscule supérieur, mais beaucoup plus indistinct, indécis, moins intense, de nuances mal définies, bordant l'ombre terrestre inférieure pour des dépressions solaires d'environ 3°-6° sous l'horizon.

II. — Le développement des colorations pendant une soirée

Ici nous renvoyons le lecteur à notre travail précédent, p. 227-230 et nous ne donnerons que quelques remarques supplémentaires.

Pour systématiser nous pouvons distinger les parties suivantes des colorations crépusculaires du ciel le soir (qui se suivent en sens inverse pour l'aurore, le matin).

A. *Le crépuscule diurne*, comprenant la formation de l'auréole, de la lueur transparente, des couches horizontales colorées supérieures et de l'anticrépuscule supérieur, jusqu'au moment du coucher réel du soleil ([1]).

B. *Le crépuscule civil* durant jusqu'après la disparition de la lumière pourprée principale, c'est-à-dire jusqu'à une dépression du soleil d'environ 6°.

a) *Le crépuscule clair*, formant la continuation du crépuscule diurne: l'auréole disparaît complètement, l'ombre terrestre se lève à la partie antisolaire, l'anticrépuscule augmente en intensité.

b) *Le crépuscule de la lumière pourprée*: le soleil étant à 2°-3° sous l'horizon, la lueur transparente commence à être remplacée par la lumière pourprée principale, en général en commençant par une tache imperceptible au bord supérieur de la lueur transparente. Le développement ultérieur de la lumière pourprée peut varier extrêmement; parfois il se forme un fuseau de rayons qui peut même dépasser le zénith et se rejoint par convergence dans la partie antisolaire, c'est-à-dire dans l'anticrépuscule. Quand la lumière pourprée atteint son maximum, pour environ 4° de dépression du soleil, l'anticrépuscule supé-

[1]) Il y a différents couchers du soleil à distinguer selon le point de vue. Le coucher du soleil apparent, derrière l'horizon naturel, peut être différent du coucher du soleil réel, derrière l'horizon apparent, calculé astronomiquement en ayant égard à la réfraction atmosphérique.

rieur s'est généralement déjà évanoui, l'ombre terrestre s'élève à une hauteur de 10°-15° au-dessus de l'horizon, souvent moins, et dans des conditions favorables l'anticrépuscule inférieur commence à devenir visible au-dessus de l'horizon. Remarquons encore qu'il y a des cas où la lumière pourprée n'apparaît pas d'une manière sensible et alors le crépuscule se déroule d'une manière monotone : variation d'intensité des couches horizontales, de l'anticrépuscule et de la lueur transparente, ascension de l'ombre terrestre.

C. *Le crépuscule astronomique* durant jusqu'au moment où l'arc de l'ombre terrestre supérieur a atteint l'horizon du côté de la partie solaire, plongeant ainsi la moitié du firmament dans son voile nocturne.

a) *Le crépuscule intermédiaire*, après la disparition de la lumière pourprée principale : la lueur crépusculaire bordée par l'arc de l'ombre terrestre devient visible, les couches horizontales supérieures avec leur couleur verdâtre commencent à se montrer, l'anticrépuscule inférieur s'évanouit peu à peu.

Cet état peut durer jusqu'à la fin du crépuscule astronomique. Ce n'est qu'exceptionnellement qu'il est interrompu par

b) *Le crépuscule de la lumière pourprée secondaire* ; celle-ci est une répétition, très affaiblie, de la lumière pourprée principale, formant le dernier phénomène coloré du crépuscule.

c) *Le crépuscule incolore*, comprenant les couches horizontales incolores, parfois un reste de la lueur transparente et surtout la lueur crépusculaire qui s'abaisse de plus en plus vers l'horizon. Pour des dépressions du soleil variant entre 15°-18° cette lueur atteint l'horizon apparent et ainsi se termine le crépuscule astronomique.

D. *Le crépuscule nocturne.* Dans des conditions exceptionnellement favorables certains observateurs ont encore pu distinguer un segment plus ou moins éclairé, la lueur nocturne, qui peut éventuellement rester visible au-dessus de l'horizon pendant toute la nuit et qui peut se confondre avec la lumière zodiacale.

Instruction pour l'observation des colorations crepusculaires

Les indications données ci-devant démontrent que le développement normal des colorations crépusculaires nous est déjà très bien connu. Mais il serait erroné d'en conclure que de nouvelles observations soient superflues. Au contraire, notre connaissance du développement normal donne une nouvelle valeur aux observations. Non seulement certains phénomènes ne sont pas encore complètement éclaircis, mais surtout il importe de constater les *nombreuses déviations du développement* normal et puis de rendre possible une *revue statistique* des phénomènes crépusculaires.

Ces déviations peuvent avoir les causes les plus diverses; en apprenant à connaître ces causes, — ce qui ne peut se faire que par le moyen de *nombreuses observations simultanées* faites dans des conditions très différentes — les causes mêmes des différentes colorations pourront être trouvées et par là la *nature physique de ces phénomènes pourra être déterminée* plus ou moins sûrement. Et comme il s'agit de faits qui se passent dans les parties supérieures de notre atmosphère, nous nous trouvons en face d'un problème important pour la météorologie.

La revue statistique qui, elle aussi, exige la coopération de beaucoup d'observateurs pendant un espace de temps prolongé est importante. Elle permettra de se rendre compte s'il y a des lois simples pour l'apparition des colorations crépusculaires, s'il se présente certaine périodicité, si des perturbations optiques se forment dans l'atmosphère, etc.

Ce dernier point de vue doit encourager *chaque observateur* à faire *tous les soirs* une notice, même s'il ne peut pas vouer beaucoup de temps à ces observations. Ces notes comprendront en genéral *quatre catégories*: les soirées où l'état du ciel ne permet pas le développement des colorations ([1]) se rangeront

[1]) Il est important de remarquer que l'observation des colorations souvent superbes d'un ciel plus ou moins couvert de nuages n'a pas grande valeur. Ce sont les *phénomènes sur le ciel pur* qui ont de l'importance.

dans la catégorie « soirées défavorables » ; les soirées où l'observateur est empêché de jeter un regard vers le ciel rentreront dans la catégorie « pas d'observation » ; souvent, pour des raisons diverses, l'observation ne pourra se faire que partiellement ou hâtivement ou dans des conditions défavorables. Les quelques notes d'une pareille observation seront réunies dans la catégorie « observations incomplètes ». Enfin les observations faites dans des conditions normales et avec la précision nécessaire formeront la catégorie importante des « observations complètes ». Il va sans dire que la notion d'observation complète pourra être très différente et chaque observateur choisira la partie du crépuscule qui lui semble la plus intéressante, mais en y mettant le plus grand soin possible.

Nous relèverons ici seulement l'importance capitale de deux choses : *l'indication de l'emplacement et de l'heure.*

L'emplacement de l'observateur doit toujours être indiqué de telle manière que l'on puisse, à l'aide d'une bonne carte, déterminer la longueur et la latitude géographique de cet emplacement ainsi que sa hauteur sur mer. Il est recommandable de chercher un endroit bien libre, où l'horizon naturel ne diffère pas trop de l'horizon apparent, au moins dans la direction où l'on désire faire des observations (soit dans la partie solaire, soit dans la partie antisolaire). Si l'observateur veut se restreindre à l'étude de la lumière pourprée (qui est le phénomène essentiel des colorations crépusculaires) l'existence de maisons, groupes d'arbres, collines, etc. cachant le ciel jusqu'à une hauteur de 5°-10° ne le gênera pas. De même des observations faites d'une chambre à travers les vitres d'une fenêtre seront néanmoins précieuses, mais il est important d'indiquer cette circonstance de la fenêtre fermée. Dès qu'une série d'observations est entreprise il est nécessaire de donner une description aussi exacte que possible de l'horizon naturel (hauteur, forme, situation, distance de l'objet formant cet horizon), parce que souvent des anomalies s'expliquent par des causes purement locales. Si l'observateur se sert d'emplacements divers il doit indiquer les changements qu'éprouve l'horizon avec le changement de l'emplacement.

L'indication de l'*heure exacte* des observations est capitale.

Des observations sans indications pareilles ont à peine une valeur; car c'est précisément le développement temporel qui importe dans ces phénomènes. Il est donc nécessaire que l'observateur note l'heure avec une exactitude scrupuleuse (au moins à la demi-minute près), ce qui implique naturellement que sa montre doive bien marcher. Il s'agit donc de comparer aussi souvent que possible sa marche avec une horloge normale sûre afin de pouvoir corriger les écarts de celle-là. Faute de mieux on comparera avec l'horloge de la station de télégraphe ou de chemin de fer la plus rapprochée (mais en consultant l'horloge du bureau et non pas les horloges extérieures qui sont souvent mal réglées), si possible au moment où cette station reçoit le signal télégraphique de l'heure exacte, donnée par le bureau central des télégraphes. Dans ses notes crépusculaires l'observateur indiquera toujours ces écarts entre sa montre et l'heure exacte de l'Europe centrale. Cet écart sera indiqué comme positif si sa montre avance, négatif si elle retarde. Si possible on notera aussi la « limite d'exactitude » qui ne doit pas être confondue avec l'indication de l'écart. Cette limite indique jusqu'à quel degré l'heure notée et *corrigée* est sûre ; elle implique donc en même temps l'incertitude dans la marche et l'incertitude dans la fixation du moment de l'observation. Comme nous le disions, cette limite d'exactitude ne devrait pas dépasser $\pm$ 30 sec:, en tous cas pas $\pm$ 1 min., sinon l'observation perd beaucoup en valeur.

Indiquons encore quelques conseils concernant les *observations complètes*. Celles-ci devraient pour le moins contenir :

Indication de la *date*, de *l'emplacement* (avec renvoi à une description détaillée qui doit être faite une fois pour toute), de *l'écart de la montre* (¹) et d'une courte description de l'aspect général du ciel, spécialement de la *répartition des nuages* (à peu près au moment du coucher du soleil, resp. du lever) surtout vers l'horizon, dans la partie qui sera observée (²). Puis le

¹) Si possible noter aussi la limite d'exactitude.

²) Une description détaillée contiendra : la fraction du ciel *couvert par les nuages*, en dixièmes (0 = sans nuage, 10 = tout à fait couvert) ; les *mouvements* des principaux nuages ; la *direction du vent* et son *intensité* (d'après l'échelle Beaufort réduite : 0 = calme absolu, 6 = ou-

développement des phénomènes observés sera noté *au moins toutes les cinq minutes* (¹) ou dans des intervalles plus courts si les changements des colorations se produisent plus rapidement. Il est utile de noter certains moments importants, tels que l'apparition de la tache pourprée, le maximum et la disparition de la coloration principale des Alpes, le moment de la recoloration secondaire, le coucher des arcs crépusculaires, etc.

L'observation la plus essentielle, celle de la *lumière pourprée*, devra comprendre des indications sur sa forme, son intensité (²), sa nuance, sa structure, etc.; s'il est possible d'observer en même temps tous les phénomènes de la partie solaire: auréole, lueur transparente, couches horizontales, l'image donnée sera beaucoup plus complète. Enfin comme la lumière pourprée secondaire est un phénomène plutôt rare mais d'autant plus intéressant, nous conseillons de prolonger l'observation au moins encore dix minutes après la disparition de la lumière pourprée principale, et si alors la lumière secondaire se montrait, il est clair que l'on suivra son développement jusque vers sa disparition.

Les phénomènes de la *partie antisolaire* sont aussi d'un grand intérêt, surtout si cette partie se trouve non loin d'une chaîne de montagnes neigeuses de sorte que l'*Alpenglühen* se greffe sur les colorations ordinaires. On mettra tout son soin alors à fixer les étapes successives de ces colorations, surtout de la recoloration des montagnes.

En général on tâchera d'observer simultanément *tous les*

ragan), le *bleu du ciel* au zénith (1 = bleu très pâle, 2 = bleu, 3 = bleu très foncé), la *transparence* de l'air en direction horizontale (1 = vaporeux, 2 = clair, 3 = extrêmement transparent), év. la *visibilité des Alpes*. Quand aux données météorologiques ordinaires les niveau *barométrique* et l'*humidité relative* seront surtout importants.

¹) Par a (ante) ou p (post.) on indiquera s'il s'agit d'observations du soir ou du matin. Par ex.: 7 p 12 m = 7 heures 12 minutes du soir;
4 a 53 m = 4 heures 53 minutes du matin.

²) Pour les intensités en général nous proposons l'échelle suivante :
0 Coloration absente.
1 Coloration faible (un observateur superficiel n'en voit rien).
2 Coloration moyenne, normale (visible pour chaque observateur).
3 Coloration forte, belle (frappante pour chaque observateur).
4 Coloration très forte, très belle (très frappante).
5 Coloration exceptionnellement intense et superbe.

phénomènes dans la partie solaire et antisolaire du crépuscule civil, une tâche qui peut être facilement exécutée par un seul observateur bien placé.

Mais il ne faut pas oublier que l'étude des autres parties du crépuscule : le *crépuscule diurne, astronomique* et *nocturne* quoique beaucoup moins brillantes et se déroulant bien plus lentement présentent aussi un intérêt particulier. Et enfin nous aimerions spécialement recommander *l'étude de l'aurore*, ces observations matinales étant encore extrêmement rares ; il sera utile de commencer une pareille observation au moins une heure avant le lever du soleil.

L'observateur qui commence l'étude des phénomènes crépusculaires rencontre des difficultés inattendues. Les colorations telles qu'elles se présentent à ses yeux ne se laissent souvent pas classer dans une des catégories systématiques que nous venons d'esquisser; ce n'est pas surprenant, vu que la nature est toujours infiniment plus variée que nos classifications artificielles ; d'ailleurs l'état général du ciel avec sa répartition de nuages si extraordinairement variable produira toujours des effets si divers qu'il sera difficile de les placer sous un point de vue unique.

Mais l'observateur se rendra surtout compte que l'impression qu'il reçoit d'une certaine partie colorée du ciel peut vaciller excessivement, suivant la fatigue plus ou moins grande de l'œil, suivant l'illumination de l'entourage, suivant l'emploi que l'observateur fait de ses yeux dans l'intervalle de deux observations successives. Il faudra essayer de se libérer autant que possible de ces perturbations d'un caractère purement subjectif. On évitera de se laisser éblouir par l'éclat du soleil couchant, on ne fixera jamais trop longtemps la partie colorée que l'on étudie, mais on cherchera toujours à faire reposer l'œil en regardant des contrées plus ou moins foncées. Les notes seront faites consécutivement, aussi brèves et simples que possible, mais toujours avec indication de l'heure. Ce n'est qu'après que, ces notes seront mises à jour et rangées d'une manière systématique [1].

[1] L'auteur de cet article met à disposition des observateurs des formulaires spéciaux pour classer les observations crépusculaires.

Rappelons le fait connu que toutes les colorations paraissent plus distinctes et plus belles quand on les considère à l'envers, la tête baissée; déjà une simple inclinaison de la tête de côté peut accentuer l'impression des colorations; de même un léger branlement de la tête enlève parfois la fatigue de l'œil; il serait facile de multiplier encore ces quelques conseils qui peuvent faciliter la tâche de l'observateur.

Il ressort de ces brèves indications que l'observation de l'intensité de la coloration d'une zone céleste sera toujours très peu précise; par contre certaines *mesures de l'extension des zones colorées avec de simples instruments* donnera des résultats plus satisfaisants. Il ne peut s'agir que de la détermination de la *hauteur angulaire* et de *l'angle azimutal* de certains points (par exemple les limites supérieure, inférieure et l'extension horizontale de la lumière pourprée, la position de son maximum d'intensité, la limite supérieure des arcs crépusculaires et anticrépusculaires, ainsi que de la lueur crépusculaire et de la lueur nocturne, la position et la forme de l'auréole et de la lueur transparente, et surtout l'élévation de l'ombre terrestre). Comme l'exactitude de ces mesures ne peut guère dépasser $^1/_2$° on n'emploiera pas des instruments astronomiques de précision mais de simples arrangements pour viser le long d'une ligne droite dont la position peut être facilement lue sur un cadran vertical ou horizontal. Après quelques exercices il sera très facile de faire dans les intervalles de cinq minutes (après lequel on fait l'inspection générale de l'état des colorations) une série de mesures de ce genre sans que l'œil en soit trop fatigué.

Il va sans dire que le cadre de pareilles observations peut être extrêmement élargi en y ajoutant des observations photométriques, polarimétriques, photographiques, etc., etc. Le but de ces lignes étant de ne donner que des indications générales pour des observations qui sont accessibles à tous ceux qui s'intéressent à la beauté des phénomènes crépusculaires, nous n'entrons pas dans le détail de ces travaux spéciaux.

SUR LA

M-PHÉNÉTIDINE ET QUELQUES-UNS DE SES DÉRIVÉS

PAR

Fréderic REVERDIN et **J. LOKIETEK**

(Seconde partie) [1]

La nitration de la m-phénétidine n'a pas encore été étudiée ou tout au moins n'a pas fait, à notre connaissance, le sujet de recherches publiées et les seuls dérivés nitrés que l'on en connaissait jusqu'à présent, ont été préparés par voie indirecte.

La *nitro-5-m-phénétidine,* f. à 115°, a été obtenue par J.-J. Blanksma [2] par réduction partielle du dinitro-3-5-phénétol, préparé par lui-même en faisant réagir d'après la méthode de Lobry de Bruyn [3] l'éthylate de sodium sur une solution de trinitro 1-3-5-benzène dans l'alcool éthylique.

La *dinitro-2-4-m-phénétidine*, f. à 130° a été décrite plus tard, également par Blanksma [4], qui l'obtint en faisant réagir l'ammoniaque alcoolique sur le trinitro-2-3-4-phénétol.

Enfin B. Flurscheim [5] a préparé une *trinitro-2-4-6-m-phénétidine,* f. à 107-108° par l'action de l'alcool absolu sur la tetranitro-2-4-5-6-aniline, le groupe « nitro » situé entre deux autres groupes de même nature étant facilement substituable.

Il était donc nécessaire, pour faire suite aux recherches que l'un de nous [6] a entreprises depuis longtemps, et poursuivies

[1]) *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1916 (4), t. **41**, p. 48.
[2]) *Rec. Trav. chim. P.-B.*, 1905, t. **24**, p. 40.
[3]) *Idem*, 1894, t. **13**, p. 53.
[4]) *Idem,* 1908, t. **27**. p. 49.
[5]) *Ztschr. f. d. ges.*, Schiess und Sprengstoffwesen, 1913, p. 185.
[6]) *Arch. des Sc. phys. et nat.,* à partir de 1904 (4), t. **18**, 1904, p. 434.

avec divers collaborateurs, sur la nitration des dérivés du m-aminophénol et pour acquérir plus de connaissances sur les dérivés nitrés de la m-phénétidine, d'étudier la nitration de cette base ou de son dérivé acétylé. Ce sont les résultats de ces recherches que nous allons résumer ici :

Nitration de l'acétyl-m-phénétidine.

Nos essais de nitration de l'acétyl-m-phénétidine montrent, d'une manière générale, que les trois dérivés nitrés suivants se forment principalement et en quantité plus ou moins variable, selon les conditions de l'expérience :

OC^2H^5	OC^2H^5	OC^2H^5
	NO^2	NO^2
$N{<}^{H}_{C^2H^3O}$	$N{<}^{H}_{C^2H^3O}$	$N{<}^{H}_{C^2H^3O}$
NO^2		NO^2
F = 95°	F = 147°	F = 125°
Base f. à 105-106°	Base f. à 122-123°	Base f. à 169-170°

Dans la plupart des cas on obtient un mélange de ces combinaisons et spécialement des deux premières, il est cependant possible de faire prédominer la formation des dérivés mononitrés ou du dérivé dinitré en se plaçant dans des conditions déterminées.

Ces produits n'ayant pas encore été décrits, nous allons indiquer leur mode de préparation, ainsi que leurs propriétés et fournir les preuves des constitutions représentées par les formules ci-dessus.

L'acétyl-m-phénétidine qui a servi à nos recherches a été préparée par la méthode décrite dans notre premier mémoire [1], soit par éthylation de l'acétyl-m-aminophénol, elle fondait à 96-97°. Les essais de nitration ont été faits en introduisant l'acétyl-m-phénétidine dans les acides nitriques seuls de D = 1.4 et 1.5, ou en introduisant ces acides dans les solutions du produit à nitrer dans l'acide acétique, dans l'anhydride acétique ou dans l'acide sulfurique. Nous avons égale-

[1]) *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1916 (4), t. **41**, p. 48.

ment utilisé la méthode consistant à ajouter l'acétyl-m-phénétidine mélangée à du nitrate de soude ou de potasse dans l'acide sulfurique, mais nous nous contenterons dans les lignes suivantes d'indiquer les modes de préparation nous ayant donné les meilleurs résultats.

Les deux dérivés mononitrés se formant généralement ensemble, nous les traitons simultanément.

Nitro-4-acétyl-m-phénétidine et nitro-6-acétyl-m-phénétidine.

$C^6H^3 \cdot OC^2H^5 \cdot NH \cdot C^2H^3O \cdot NO^2$ et $C^6H^3 \cdot OC^2H^5 \cdot NH \cdot C^2H^3O \cdot NO^2$
(1) (3) (4) (1) (3) (6)

On introduit peu à peu dans une solution d'acétyl-m-phénétidine dans 5 parties d'acide acétique, refroidie par de la glace, 5 parties d'acide nitrique de D=1.4 ou 1.5, en maintenant la température entre 0° et + 5°, puis la laissant monter ensuite jusque vers 30° ou jusqu'au moment où des vapeurs nitreuses commencent à se dégager.

Le produit de la réaction coulé dans l'eau glacée donne un précipité que l'on filtre le lendemain et que l'on sèche.

En le faisant bouillir à plusieurs reprises avec de la ligroïne on dissout le composé qui se forme généralement en quantité prépondérante, la *mononitro-4-acetyl-m-phénétidine,* tandis que le résidu insoluble ou beaucoup moins soluble dans la ligroïne est constitué par l'isomère *nitré en 6.*

Le mélange des deux dérivés mononitrés peut être également préparé en introduisant peu à peu, dans une solution de 1 partie d'acétyl-m-phénétidine dans 6 parties d'acide sulfurique, maintenue dans un mélange de glace et de sel, 2 parties d'acide nitrique de D = 1.5, de manière que la température reste entre 0° et + 5° environ. Après introduction de l'acide on laisse le produit de la réaction $^1/_4$ d'heure au repos et on coule dans de l'eau glacée, on filtre et on sèche, puis on sépare les isomères par traitement à la ligroïne bouillante.

On peut, surtout lorsqu'il s'agira de préparer le dérivé mononitré en 4, quoique le rendement soit bien inférieur à la théorie, utiliser le procédé suivant dans lequel la faible quantité

d'acide nitrique employée permet d'éviter la formation du dérivé dinitré.

On introduit peu à peu dans une solution refroidie de 1 partie d'acétyl-m-phénétidine dans 5 parties d'anhydride acétique, $^1/_2$ partie d'acide nitrique de D = 1.5, la température étant maintenue pendant l'introduction entre + 5° et 10° au maximum. Après avoir laissé reposer le produit de la réaction 5 à 10 minutes, on coule dans de l'eau glacée; il se dépose une huile épaisse et brunâtre qui se concrète bientôt, tandis que la liqueur reste colorée en bleu noir. On filtre et on sèche sur une assiette poreuse puis on fait bouillir à plusieurs reprises le produit de la réaction avec de la ligroïne pour dissoudre le composé principal soit la mononitro-4-acétyl-m-phénétidine; il se forme dans la même réaction une petite quantité de l'isomère nitré en 6.

La *mononitro-4-acétyl-m-phénétidine* se dépose de la ligroïne sous forme d'un précipité floconneux légèrement jaune, f. vers 93° qui, par une seconde cristallisation dans l'alcool, fournit le produit pur en jolies aiguilles presque blanches f. à 95°.

Le résidu insoluble dans la ligroïne extrait à l'eau bouillante donne un produit f. vers 140° et après purification à 147°, la *mononitro-6-acétyl-m-phénétidine*, dont nous aurons l'occasion de parler plus loin.

La mononitro-4-acétyl-m-phénétidine est insoluble dans l'eau, elle se dissout dans la ligroïne bouillante, elle est beaucoup plus soluble dans le benzène, l'alcool, l'acide acétique et en général dans les autres dissolvants usuels.

0.1568 gr. Subst. ont donné 18 cc. N (19°; 725 mm.)
Soit trouvé: N = 12.25 % Calculé pour $C^{10}H^{12}O^{4}N^{2}$: N = 12.50 %

En chauffant une demi-heure au bain-marie le dérivé acétylé ci-dessus avec deux ou trois parties d'acide sulfurique concentré, on obtient par saponification la base correspondante la *mononitro-4-m-phénétidine*, cristallisant dans l'alcool étendu d'eau en belles aiguilles jaune citron, f. à 105-106°, facilement solubles dans tous les dissolvants habituels, à l'exception de l'eau.

On peut également opérer cette saponification au moyen de l'acide chlorhydrique à la température du bain-marie.

La constitution de la mononitro-4-acétyl-m-phénétidine et par suite de la base correspondante a été établie par le fait que cette combinaison fournit par déséthylation un nitro-acétyl-m-aminophénol connu, le mononitro-4-acétyl-m-aminophénol f. à 262-263° décrit par Meldola ([1]), qui en avait établi la constitution d'une manière certaine.

La déséthylation de notre composé a été opérée en chauffant sa solution dans le toluène, au bain-marie, avec du chlorure d'aluminium. On a employé pour 0.2 gr. de substance 10 à 20 cc. de toluène et 0.6 gr. de chlorure d'aluminium qui ont été introduits peu à peu dans la solution. La réaction est immédiate et la liqueur prend une coloration brune. Après avoir chauffé quelque temps on a ajouté de l'eau, chassé le toluène par distillation et concentré les eaux résiduelles. Il s'est déposé un précipité qui a été repris par une solution de carbonate de soude ; la solution filtrée, additionnée d'acide chlorhydrique, a laissé déposer une substance qui, après avoir été cristallisée dans l'eau acidulée, a été reconnue identique par ses propriétés, son F. et le F. du mélange, au *mononitro-4 acétyl-m-aminophénol*. On a constaté que dans cette déséthylation une partie du produit avait été en même temps désacétylée, car on a retrouvé dans les eaux-mères une petite quantité d'une base diazotable, correspondant au *mononitro-4-m-aminophénol*.

La mononitro-6-acétyl-m-phénétidine peut être purifiée par cristallisation dans l'eau dans laquelle elle est soluble à l'ébullition, elle s'en dépose à l'état pur en belles aiguilles légèrement jaunes f. à 147° et cristallise également dans l'acide acétique étendu, dans l'acétone étendue ou dans le chloroforme ; elle est très soluble à froid dans tous les dissolvants organiques usuels sauf dans la ligroïne.

0.1042 gr. Subst. ont donné 12 cc. N (21° ; 729 mm.)
Soit trouvé : N = 12.49 % Calculé pour $C^{10}H^{12}O^{4}N^{2}$: N = 12.50 %

Ce dérivé fournit par saponification en le chauffant au bain-marie avec de l'acide chlorhydrique à 15 % la base correspon-

[1]) *Chem. Soc.*, t. **89**, 225; t. **105**, 997. Voir aussi Reverdin et Widmer, *Arch. Sc. phys. et nat.*, 1914, t. **37**, p. 155 et *Berichte d. D. chem. Ges.*, 1914, t. **47**, p. 2216.

dante la *mononitro-6-m-phénétidine*, qui après purification par cristallisation dans l'alcool dilué est en jolies aiguilles blanches f. à 122-123°. Elle est insoluble dans la ligroïne, difficilement soluble dans l'eau et soluble dans les autres dissolvants usuels.

Sa constitution, ainsi que celle par conséquent du dérivé acétylé correspondant, a été déterminée par le fait qu'elle fournit par décomposition de son dérivé diazoïque l'*éther éthylique de la mononitro-6-résorcine,* cristallisant dans un mélange de benzène et de ligroïne, ainsi que dans la ligroïne ou même dans l'eau, en aiguilles complètement blanches, f. à 130-131°. Cette combinaison a été décrite en 1880 déjà par Weselsky et Benedikt [1] qui en avaient établi la constitution d'une manière certaine.

Dinitro-4-6- acétyl-m-phénétidine.

$$\underset{(1)}{C^6H^2 \cdot OC^2H^5} \cdot \underset{(3)}{NH \cdot C^2H^3O} \cdot \underset{(4)}{NO^2} \cdot \underset{(6)}{NO^2}$$

Elle prend naissance soit par nitration directe de l'acétyl-m-phénétidine, soit par nitration des dérivés mononitrés que nous venons de décrire.

La nitration directe peut être exécutée dans diverses conditions, par ex. en introduisant un mélange d'acétyl-m-phénétidine et de nitrate de potasse ou de soude dans de l'acide sulfurique à une température de + 10 à + 15°, et abandonnant pendant $^1/_4$ d'heure le produit de la réaction à la température ambiante avant de le couler dans l'eau glacée ou en introduisant dans une solution d'acétyl-m-phénétidine dans 5 parties d'acide sulfurique 2 $^1/_2$ parties d'acide nitrique de D = 1.5 en maintenant la température entre 0 et + 5°. Il se forme en général dans ces opérations, en même temps que le dérivé dinitré, de petites quantités de dérivés mononitrés et en particulier du dérivé nitré en 4.

Le procédé qui nous a paru donner le meilleur résultat au point de vue du rendement et de la facilité d'obtenir un produit pur, consiste à introduire dans la solution d'acétyl-m-phénéti-

[1]) *Monatshefte,* 1880, t. **1**, p. 865.

dine dans 5 parties d'anhydride acétique maintenue dans de la glace, 5 parties d'acide nitrique de D = 1.5 en opérant à une température de + 5° environ. Le liquide prend une coloration verdâtre qui passe au rougeâtre et fournit, après avoir été coulé dans l'eau glacée, un précipité gris en partie résineux qui devient jaune brunâtre. On le purifie par cristallisation dans l'alcool, dans le benzène ou dans un mélange de benzène et de ligroïne ou enfin dans l'alcool étendu d'eau et on obtient le produit pur sous la forme d'aiguilles presque incolores, f. à 125°.

Nous avons constaté qu'en faisant réagir l'acide nitrique de D = 1.5 sur la solution dans l'anhydride acétique des dérivés mononitrés en 4 et en 6, en chauffant au bain-marie jusqu'à 40°, il se formait aussi le produit f. à 125°, tandis que dans les mêmes conditions celui-ci ne subissait aucune transformation. Cette observation nous a conduits à utiliser de préférence pour la préparation du dérivé dinitré le procédé suivant.

On a dissout 7 grammes d'acétyl-m-phénétidine dans 40 cc. d'acide sulfurique à 60° Bé., puis on a introduit peu à peu dans cette solution refroidie par un mélange de glace et sel, 16 cc. d'acide nitrique de D = 1.5, de telle manière que la température se maintienne autour de 0°. (Elle monte quelquefois assez rapidement, mais en opérant avec précaution on peut facilement éviter une trop forte élévation de température). Après avoir laissé le mélange en réaction pendant $^1/_4$ d'heure dans la glace on a coulé dans l'eau glacée, filtré et séché sur une assiette poreuse.

Le produit obtenu qui consiste en un mélange des dérivés mononitrés a été ensuite réduit en poudre et introduit dans 2 $^1/_2$ parties d'acide nitrique de D = 1.5, maintenu dans un mélange de glace et sel, en laissant monter la température à + 10°. On a ensuite coulé sur l'eau glacée, filtré, et fait cristalliser dans de l'alcool le produit de la réaction séché simplement sur une assiette poreuse, ce qui fournit déjà à la première cristallisation un composé à peu près pur, f. vers 123-125°. Le rendement en dérivé dinitré n'est que de 70 °/$_0$ environ de la quantité d'acétyl-m-phénétidine mise en réaction, mais ce procédé nous a paru cependant le plus convenable pour obtenir facilement et en peu de temps la substance pure, car dans la seconde

nitration l'introduction du produit dans l'acide nitrique peut, sans inconvénient, être faite assez rapidement.

La *dinitro-4 6-acétyl-m-phénétidine* est moins soluble dans l'alcool que les dérivés mononitrés, elle cristallise dans l'acétone ou dans le benzène en aiguilles presque incolores, f. à 125°.

0.1362 gr. Subst. ont donné 19.6 cc. N (19° ; 726 mm.)
Soit trouvé : N = 15.71 % Calculé pour $C^{10}H^{11}O^{6}N^{3}$: N = 15.61 %

Ce dérivé fournit par saponification au moyen de l'acide chlorhydrique à 50 %, en chauffant une heure à l'ébullition la *dinitro-phénétidine* correspondante, qui après cristallisation dans l'alcool étendu d'eau est en jolies aiguilles feutrées, jaune citron, f. à 169-170°.

Le groupe « éthoxy » de cette combinaison ne paraît pas être très solidement fixé, car lorsqu'on opère la saponification par la méthode habituelle en chauffant la dinitro-acétyl-m-phénétidine au bain-marie, pendant une heure, avec de l'acide sulfurique concentré, on obtient un mélange de *dinitro-phénétidine* et de *dinitro-aminophénol,* faciles à séparer par une solution de carbonate de soude. Le dinitro-aminophénol qui prend naissance dans ces conditions est identique au *dinitro-4-6-m-aminophénol* f. à 231°, décrit autrefois par Blanksma [1], puis par Meldola [2] et dont la constitution a été établie d'une manière certaine.

On peut en revanche saponifier le dérivé acétylé sans éliminer le groupe « éthoxy » en laissant simplement en contact pendant 12 heures et même moins, à la température ordinaire, 1 partie de ce dérivé avec 3 parties d'acide sulfurique concentré.

La constitution de cette *dinitro-4 6-m-phénétidine* et de son *dérivé acétylé,* qui a été préparé également en traitant la base par l'anhydride acétique en présence d'une goutte d'acide sulfurique concentré, découle des deux faits constatés ci-dessus : la formation du dinitro-4-6-m-aminophénol à la saponification du dérivé acétylé et le mode de préparation du dérivé acétylé par la nitration des mononitro 4-et-6-acétyl-m-phénétidines.

[1]) *Rec.*, t. **23,** p. 121.
[2]) *Chem. Soc.*, t. **89**, p. 927. Voir aussi Reverdin et Widmer, ***Arch.*** *Sc. phys. et nat.*, 1914, t. **37**, p. 155.

Nous terminerons en ajoutant, comme remarque générale, que la nitration de l'acétyl-m-phénétidine, en dérivés mononitrés spécialement, donne des rendements qui sont assez inférieurs à ceux que prévoit la théorie et qu'il se forme sans doute, suivant les conditions de la nitration quelques produits secondaires nitrés ou autres que nous n'avons cependant pas caractérisés, étant donné le peu de substance pure que nous avons eu entre les mains. Il faut donc considérer les composés que nous avons décrits, non pas comme les seuls qui puissent prendre naissance dans la nitration de l'acétyl-m-phénétidine, mais comme les principaux.

Nous continuons nos recherches sur la m-phénétidine et ses dérivés.

Laboratoire de Chimie organique
de l'Université.

Genève, avril 1916.

SUR LES

RÉACTIONS DE LA PEROXYDASE

PURIFIÉE PAR ULTRAFILTRATION

PAR

A. BACH

On sait que le système oxydant peroxydase peroxyde d'hydrogène agit, de même que la phénolase (laccase), sur trois groupes différents de corps chimiques: les phénols, les amines aromatiques et l'acide iodhydrique. Comme les ferments sont censés être spécifiques, c'est-à-dire, susceptibles d'agir sur une seule susbstance ou, tout au plus, sur un seul groupe de substances, on pouvait supposer que le ferment désigné sous le nom de peroxydase était en réalité constitué par un mélange d'au moins trois ferments spécifiques. Partant de cette idée, j'ai [1] institué une série d'essais en vue d'isoler les ferments spécifiques de la peroxydase, soit en vue d'en mettre en évidence l'existence individuelle. Mais tous les essais ont donné jusqu'à présent des résultats négatifs. Ni par l'intervention des agents physiques (chauffe fractionnée, précipitation fractionnée par l'alcool), ni par celle des agents chimiques (acides, alcalis, iode, acide cyanhydrique, hydroxylamine, hydrazine) il n'a été possible d'abolir d'une façon durable l'une des fonctions de la peroxydase sans atteindre en même temps les deux autres. Jusqu'à preuve du contraire, nous sommes donc forcés d'admettre que la peroxydase n'est pas un ferment spécifique dans le sens qu'on attribue ordinairement à ce mot. Toutefois, en y regardant de plus près, on constate que les trois groupes de

[1]) *Berichte Ch. Ges*, 1907, **40**, pp. 230, 3185.

corps susmentionnés ont cela de commun qu'ils renferment de l'hydrogène mobile dans leur molécule:

Phénols	$Ar \cdot OH$,
Amines aromatiques	$Ar \cdot NH_2$,
Acide iodhydrique	JH .

On pourrait donc dire que la peroxydase a sa spécificité qui réside dans sa faculté de n'agir que sur l'hydrogène mobile indépendamment de la nature chimique des corps qui le renferment.

Dans un travail antérieur [1], j'ai montré que, grâce à un ultrafiltre de construction très simple, la peroxydase peut être débarrassée de la presque totalité des cristalloïdes solubles qui l'accompagnent. Il m'a paru intéressant de rechercher si la peroxydase purifiée par ultrafiltration se comporte vis-à-vis des phénols et des amines aromatiques de la même manière que la peroxydase non-purifiée, en d'autres termes, si l'élimination des cristalloïdes exerce une influence sur la propriété de la peroxydase d'accélérer l'oxydation de l'hydrogène mobile de ces deux groupes de corps par le peroxyde d'hydrogène.

Pour ces recherches, je me suis servi d'un extrait obtenu en faisant macérer 3 kg. de raifort réduit en pulpe avec 3 litres d'eau pendant 3 jours à la température ordinaire, exprimant et filtrant. Pour éviter l'altération des colloïdes qui se produit toujours lorsqu'on précipite les extraits par l'alcool, je me suis décidé à soumettre directement l'extrait obtenu à l'ultrafiltration, après en avoir réservé une partie pour des essais ultérieurs. Il convient de remarquer que les extraits de peroxydase se conservent pendant des années si l'on a le soin de les bien saturer de toluène. Le passage de 3 litres d'extrait à travers l'ultrafiltre a duré près de 4 mois. Le résidu colloïdal obtenu sur l'ultrafiltre a été lavé avec 1 litre d'eau saturée de toluène et finalement redissous dans 300 cc. cubes d'eau et filtré sur un filtre ordinaire pour séparer les colloïdes qui se sont coagulés spontanément. 1 cc. de cet extrait de peroxydase ultrafiltrée correspondait donc à 10 cc. d'extrait initial. L'extrait ultrafiltré renfermait 1,72 mg. de matière solide par centimètre cube. Avec du pyrogallol et du peroxyde d'hydrogène

[1]) *Berichte Ch. Ges.*, 1907, **47**.

en excès, il a fourni 89 mg. de purpurogalline par milligramme de ferment sec. Il était parfaitement neutre au tournesol et à la phénolphtaléine. Pour déterminer sa véritable teneur en ions d'hydrogène, j'ai employé la méthode de Bredig basée sur l'hydrolyse de l'éther diazoacétique en azote libre et éther glycollique, hydrolyse qui est en raison directe de la quantité d'ions d'hydrogène en présence dans un liquide. Plusieurs essais ont démontré que la teneur en ions d'hydrogène de l'extrait purifié par ultrafiltration ne dépassait pas sensiblement celle de l'eau employée. L'extrait primitif était franchement acide au tournesol.

10 cc. d'extrait ultrafiltré ont été ramenés à la dilution initiale par l'addition de 90 cc. d'eau et, avec l'extrait ainsi dilué et l'extrait initial non purifié, des expériences d'oxydation comparatives ont été instituées en employant, en présence de peroxyde d'hydrogène, comme substrats les substances suivantes : phénol, gaïacol, hydroquinone, pyrogallol, orcine, aniline, diméthilaniline, diéthylaniline, benzidine et p-phénylènediamine. Il va de soi que les expériences ont été effectuées dans des conditions aussi identiques que possible. Les résultats sont consignés dans le tableau de la page suivante.

On voit que, pour les 4 premiers phénols, il n'y a pas de différence appréciable entre l'extrait initial et l'extrait ultrafiltré. Mais, en ce qui concerne le cinquième phénol, l'orcine, l'extrait ultrafiltré a donné une oxydation normale et l'extrait initial n'en a donné aucune. Par contre, avec les amines aromatiques, c'est l'extrait initial qui a fourni des résultats normaux et l'extrait ultrafiltré qui a donné des résultats négatifs. Cette différence est incontestablement due à la teneur différente des extraits en ions d'hydrogène et au rôle que ceux-ci jouent dans l'oxydation des différents substrats. J'ai déjà mentionné que l'extrait initial rougissait franchement le tournesol, tandis que la teneur en ions d'hydrogène de l'extrait ultrafiltré ne dépassait pas celle de l'eau employée. Or, parmi les substrats, le phénol, le gaïacol, l'hydroquinone et le pyrogallol s'oxydent bien en solution alcaline et neutre, mais ils supportent encore une acidité notable du milieu oxydant. Aussi les deux extraits ont-ils donné les mêmes résultats avec ces phénols. L'orcine s'oxyde en milieu

alcalin et neutre, mais reste inaltéré en milieu tant soit peu acide, et c'est pourquoi l'extrait initial a donné un résultat négatif. Par contre, les amines aromatiques ne fournissent leurs produits d'oxydation caractéristiques qu'en milieu acide. L'extrait ultrafiltré, parfaitement neutre, n'a donc pu produire l'oxydation normale de cette catégorie de substrats. Mais après avoir été acidulé par l'acide acétique, il a fourni les mêmes résultats que l'extrait initial.

Substrats	Extrait initial	Extrait ultrafiltré
Phénol.	Rouge-brun, brun foncé, dépôt brun sale.	Rouge-brun, brun foncé, dépôt brun sale.
Gaïacol.	Brun, rouge-brun, dépôt rouge-noir.	Brun, rouge-brun, dépôt rouge-noir.
Hydroquinone.	Rose violacé, rouge, brun, dépôt vert-noir.	Rose violacé, rouge, brun, dépôt vert-noir.
Pyrogallol	Jaune-brun, brun foncé, dépôt rouge orangé.	Jaune-brun, brun foncé, dépôt rouge orangé.
Orcine.	Incolore.	Rose violacé, rouge-brun foncé, dépôt brun.
Aniline.	Violet.	Jaune brunâtre, dépôt.
Diméthylaniline.	Jaune, brun, vert, violet, dépôt violet.	Presque incolore.
Diéthylaniline.	Même succession de couleurs.	Incolore.
Benzidine.	Bleu intense, dépôt bleu.	Brun violacé.
p-phénylènediamine.	Violet intense, brun.	Rouge Bordeaux.

Il résulte de toutes ces expériences que l'état du milieu joue un rôle considérable dans les réactions d'oxydation déclanchées par la peroxydase et qu'on s'expose à des erreurs graves en n'en tenant pas suffisamment compte.

En possession d'une peroxydase purifiée et très active, j'ai cherché à élucider quelques autres questions touchant à l'action de ce ferment et notamment l'influence que la substitution dans le groupe aromatique des phénols exerce sur leur oxydabilité par le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène. Des

expériences d'oxydation ont été instituées avec les 4 termes suivants de la série de l'orthocrésol :

HO, CH_3	HO, $CH_2 \cdot OH$	HO, CHO	HO, COOH
o-Crésol	Saligénine	Aldéhyde salicylique	Acide salicylique

Lorsqu'on traite de l'o-crésol et de la saligénine par un mélange de peroxydase et de peroxyde d'hydrogène, les liquides se colorent en jaune, virent bientôt au brun foncé et au rouge brun et laissent déposer finalement une masse résineuse brun rouge, insoluble dans l'eau, peu solubles dans l'éther, aisément soluble dans l'alcool. Dans les mêmes conditions, l'aldéhyde salicylique n'est point attaquée par le système peroxydase + peroxyde d'hyrogène. Mais si l'on alcalinise légèrement le liquide au moyen de phosphate dipotassique, l'oxydation suit le même cours que dans le cas de l'o-crésol et de la saligénine. On obtient un liquide brun foncé qui, neutralisé par un acide étendu, fournit un précipité brun rouge insoluble dans l'eau. soluble dans l'alcool. Pour ce qui est de l'acide salicylique, il n'est attaqué par le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène ni en solution acide, ni en solution neutre, ni en solution alcaline. On voit donc que tant qu'il reste de l'hydrogène lié au carbone dans le groupe substituant, l'oxydation se produit. Quand il y a trois ou deux atomes d'hydrogène au carbone, l'oxydation peut avoir lieu en milieu neutre. Quand il n'en reste qu'un seul (aldéhyde salicylique), les deux autres ayant été remplacés par un atome d'oxygène, il faut un apport d'ions OH ou d'ions équivalents pour mettre en œuvre l'oxydation. Quand le substituant est le groupe carboxyle, il n'y a plus d'oxydation quel que soit le milieu. Des résultats analogues ont été obtenus avec la série para.

Des groupes nitro introduits dans le phénol soit en ortho, soit en para empêchent également toute oxydation par le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène.

La signification théorique de ces faits ne saurait encore être discutée utilement pour le moment. J'ajouterai que, dans l'oxy-

dation de l'o-crésol et de la saligénine, j'ai constaté la production d'acide formique caractérisé à l'état de sel d'argent, ce qui prouve que l'oxydation amène la dislocation de la chaîne latérale. Je n'ai pas trouvé de quantités appréciables d'anhydride carbonique. Malheureusement, l'étude de ces réactions n'est pas facile en raison des grandes quantités de peroxydase qu'il faut employer pour obtenir des produits d'oxydation en quantité suffisante pour une étude chimique. Quand on met quatre mois à préparer quelques décigrammes de ferment purifié, on est forcément parcimonieux. Néanmoins, j'ai sacrifié 3 décigrammes de mon ferment le plus pur et le plus actif pour trancher la question de savoir si l'alcool éthylique est oxydé par le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène. Les expériences ont été faites en présence de carbonate de chaux pour neutraliser les acides qui pourraient s'être formés au cours de l'oxydation. Comme résultat, je n'ai obtenu ni aldéhyde acétique, ni acide acétique, ni aucun autre acide organique. Et pourtant la quantité d'oxydant mis en œuvre aurait suffi pour oxyder plusieurs grammes de pyrogallol en purpurogalline. Je crois donc pouvoir affirmer que l'alcool éthylique n'est pas attaqué par le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène. Dans les êtres vivants, cet alcool est-il oxydé par une oxydase spécifique, une « alcooloxydase »? Pour ma part, j'en doute fort. Par analogie avec une autre oxydase soit-disant spécifique, la « tyrosineoxydase » qui s'est trouvée être un mélange de deux ferments non-spécifiques, je suis porté à croire que l'alcooloxydase est également un mélange de deux agents dont l'un fait subir à l'alcool une transformation qui le rend susceptible d'être oxydé par l'autre. J'espère pouvoir revenir sur cette question dans un travail ultérieur.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Séance du 8 juin 1916

A. Bach. Sur les réactions de la peroxydase purifiée par ultrafiltration.

A. Bach. — *Sur les réactions de la peroxydase purifiée par ultrafiltration.*

Comme suite à ses recherches sur la spécificité présumée de la peroxydase, M. A. Bach a cherché à se rendre compte de l'influence que la purification de ce ferment par ultrafiltration exerce sur sa propriété d'accélérer l'oxydation des phénols et des amines aromatiques par le peroxyde d'hydrogène. A cet effet, un extrait de 3 kg. de raifort réduit en pulpe a été soumis à l'ultrafiltration, dans un appareil décrit antérieurement, pendant 4 mois, le résidu colloïdal obtenu a encore été lavé, dans le même appareil, avec 1 litre d'eau chargée de toluène et finalement dissous dans l'eau et filtré sur un filtre ordinaire pour éliminer les colloïdes qui se sont coagulés spontanément. Avec l'extrait ainsi obtenu et ramené à sa dilution initiale et avec l'extrait non soumis à la purification, des expériences d'oxydation comparatives ont été instituées sur le phénol, le gaïacol, l'hydroquinone, le pyrogallol, l'orcine, l'aniline, la dimétylaniline, la diéthylaniline, la benzidine et la p-phénylènediamine en présence de peroxyde d'hydrogène. Des différences appréciables ont été constatées entre les résultats de ces deux séries d'essais, mais ces différences s'expliquent non pas par des phénomènes de spécificité, mais exclusivement par l'absence ou la présence d'ions d'hydrogène dans le mélange en réaction : l'extrait ultrafiltré était parfaitement neutre, alors que l'extrait primitif était franchement acide. En acidulant l'extrait ultrafiltré, on obtenait les mêmes résultats qu'avec l'autre extrait. Ces résultats montrent que la peroxydase n'est pas un ferment spécifique dans le sens qu'on attache ordinairement à ce mot.

M. Bach a encore étudié, avec la même préparation de peroxydase, l'influence que la substitution dans le noyau aromatique des phénols exerce sur leur oxydabilité par le système peroxydase +

peroxyde d'hydrogène. Les expériences ont été faites avec la série de l'o-crésol :

HO, CH_3	HO, CH_2OH	HO, CHO	HO, COOH
o-Crésol	Saligémine	Aldéhyde salicyl.	Acide salicyl.

Les deux premiers termes sont oxydés par le système peroxydase + peroxyde d'hydrogène en solution neutre, le troisième terme n'est oxydé qu'en solution alcaline, le quatrième n'est plus oxydé quelle que soit la réaction du milieu.

Séance du 29 juin

A. Schidlof et A. Targonski. Mouvement brownien des particules non sphériques. — J. Briquet. L'appareil agrippeur du fruit dans les espèces européennes du genre Bidens. — Ch.-Eug. Guye. 1° L'équation de la décharge disruptive et la possibilité de trois sortes de potentiels explosifs. 2° Hypothèse d'un champ électrostatique moléculaire.

A. Schidlof et A. Targonski. — *Mouvement brownien des particules non sphériques.*

La probabilité que la durée de chute observée soit comprise entre t et $t + dt$, lorsqu'une même particule parcourt toujours la même distance L est d'après E. Schrödinger [1] :

$$p(t)\,dt = \frac{L}{\sqrt{2\pi\overline{\lambda^2}}}\, e^{-\frac{(L-vt)^2}{2\overline{\lambda^2}t}}\, t^{-\frac{3}{2}}\, dt\,, \tag{1}$$

v étant la vitesse de chute « vraie » de la particule, c'est-à-dire celle qu'elle aurait sous l'influence de la pesanteur seule, et $\overline{\lambda^2}$ le carré moyen du déplacement brownien par seconde.

En introduisant dans cette formule à la place de t la variable

$$\xi = \frac{vt - L}{\sqrt{t}}\,, \tag{2}$$

on peut en déduire la loi de répartition approchée des écarts browniens ξ

$$p(t)\,dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{\lambda^2}}}\, e^{-\frac{\xi^2}{2\overline{\lambda^2}}} \left(1 - \frac{\xi}{2\sqrt{Lv}}\right) d\xi\,. \tag{3}$$

[1]) E. Schrödinger, *Phys. Zeitschr.*, 1915, **16**, p. 289.

Cette formule doit s'appliquer à nos observations avec une grande exactitude. Elle montre que la répartition des écarts ξ est asymétrique. Les écarts négatifs sont plus nombreux que les écarts positifs. Soit m le nombre total des écarts considérés, le nombre $\mu_+ + \mu_-$ des écarts compris entre les limites $+\xi_1$ et $+\xi_2$ d'une part, $-\xi_1$ et $-\xi_2$ d'autre part, est :

$$\mu_+ + \mu_- = \frac{2m}{\sqrt{2\pi\overline{\lambda^2}}} \int_{+\xi_1}^{+\xi_2} e^{-\frac{\xi^2}{2\overline{\lambda^2}}} d\xi, \qquad (4)$$

La répartition moyenne, si l'on fait abstraction du signe des écarts, obéit *rigoureusement* à la loi de Gauss.

Nous avons indiqué dans une précédente communication avec quelle précision ce fait se trouve vérifié dans nos expériences, notamment dans celles qui portent sur des gouttes d'huile. Une nouvelle série de 1000 observations effectuées avec des gouttes d'huile d'une vitesse de chute voisine de 0,0017 $\frac{cm.}{sec.}$ nous a permis de vérifier également que l'excédent des écarts négatifs est à peu près conforme à la théorie. La formule (3) (approchée) fournit un excédent de 7,8 % et l'observation a donné 10 %. Le petit écart entre la théorie et l'observation est dû très probablement à l'incertitude de l'instant précis où la particule franchit la seconde marque.

Le résultat le plus curieux de nos recherches est la constatation que *des particules de forme non sphérique peuvent obéir aux lois théoriques avec presque autant d'exactitude que les gouttes d'huile qui sont sphériques.*

Comme nous l'avons fait remarquer précédemment [1], l'élimination de la mobilité B entre l'équation hydrodynamique et l'équation statistique, qui forme la base de toute la théorie, ne semble permise à première vue que pour une sphérule ; car si la forme du corps ne présente pas la symétrie d'une sphère, le changement de l'orientation par rapport à la direction du mouvement doit entraîner des variations statistiques de la mobilité B. Il doit en résulter, au point de vue expérimental, une *augmentation du nombre des grands écarts* ξ.

Nos expériences confirment cette manière de voir. Cependant l'excédent des grands écarts est pour les particules non sphériques d'étain et de cadmium très petit et n'exerce aucune influence sensible sur la valeur du carré moyen du déplacement brownien $\overline{\lambda^2}$.

[1]) A. Schidlof et A. Targonski, *C. R. de la Soc. de phys.*, séance du 6 avril 1916.

On peut expliquer ce fait en tenant compte du *mouvement brownien de rotation*, cause des changements d'orientation de la particule et par conséquent des variations de la valeur moyenne de B. Dès que la « mobilité de rotation » d'une particule est suffisamment grande, la particule fait pendant chaque chute un grand nombre de révolutions dans toutes les directions possibles. Cela amène une égalisation statistique des valeurs moyennes de la mobilité qui intervient pour le mouvement de chute et le résultat final est le même que si la particule était sphérique.

Nous arrivons ainsi à une interprétation satisfaisante de la remarque faite par l'un de nous ([1]) que, pour des particules de même espèce et pour des conditions expérimentales données, les résultats des observations sont d'autant plus conformes à la théorie que le mouvement brownien de la particule est *plus intense*.

Il faut en excepter naturellement les particules *sphériques* qui donnent des résultats exacts quelle que soit leur grandeur, à condition toutefois que l'intensité du mouvement brownien soit assez grande pour permettre des observations suffisamment précises.

J. BRIQUET. — *L'appareil agrippeur du fruit dans les espèces européennes du genre Bidens.*

La présence d'aculéoles rétrorses sur les fruits des *Bidens* est connue depuis longtemps et a été utilisée pour la caractéristique de ce genre de Composées et de ses voisins depuis Lessing ([2]) et A.-P. de Candolle ([3]) par tous les auteurs. Mais ce n'est que beaucoup plus tard que cette particularité a été envisagée au point de vue biologique et mise en relation avec la dissémination des fruits par l'intermédiaire des animaux. Hildebrand ([4]) a cité les akènes des *Bidens* parmi ceux qui sont disséminés au moyen de pièces calicinales faisant corps avec le fruit à la maturité et pourvus d'un appareil agrippeur, mais sans décrire ce dernier. Huth ([5]) a ensuite attiré l'attention sur le fait qu'une espèce américaine de *Bidens*, le *B. bipinnatus* L. a été introduite en Europe, s'est répandue ça et là au moyen de ses fruits pourvus d'un appareil agrippeur, et est devenue une vraie « plaie » (Facchini, Koch) par son abondance dans le Tyrol méridional, la Lombardie et certaines parties

[1]) A. Targonski, *C. R.*, 1915. **161**, p. 778.
[2]) Lessing, Synopsis generum Compositarum, 1832, p. 230.
[3]) A.-P. de Candolle, Prodromus, 1836, t. V, p. 593.
[4]) Hildebrand, Die Verbreitungsmittel der Pflanzen, 1873, p. 88.
[5]) F. Huth, Die Wollkletten, p. 13, fig. 31-33 (Abhandlungen und Vorträge aus dem Gesamtgebiete der Naturwissenschaften, IV, n° IV, Berlin, 1892).

du midi de la France. Dans les pays chauds, en particulier aux Indes et à Java ([1]), les *Bidens* sont, parmi les mauvaises herbes, celles que l'on redoute le plus dans les cultures. Non seulement les fruits restent accrochés au poil et à la laine des animaux, mais aux vêtements de l'homme, qu'ils percent en provoquant dans la peau des piqûres désagréables. Huth a figuré sommairement les fruits du *B. bipinnata* L. et de deux espèces européennes, *B. tripartita* L. et *B. cernua* L., mais sans décrire en détail l'appareil agrippeur. Cependant la connaissance de ce dernier est indispensable à une bonne appréciation du rôle biologique que l'expérience a montré lui revenir. D'autre part, la structure des aculéoles rétrorses des *Bidens* mérite d'être examinée de plus près. Les aculéoles sont-ils des poils de Nobbe ([2]), si caractéristiques pour les Composées, devenus rigides, ou ont-ils une organisation différente? Les lignes suivantes sont destinées à répondre à ces questions par l'examen de quatre espèces européennes du genre *Bidens*, les *B. tripartita* L., *bullata* L., *cernua* L. et *radiata* Thuill.

Les akènes du *B. tripartita* sont oblongs, tronqués à la base et au sommet, comprimés d'avant en arrière, hauts de 5,5 à 6,5 mm., pourvus d'une côte lisse un peu saillante sur la face antérieure. Le plateau apical, très étroit et large d'environ 1,5 à 1,8 mm. porte régulièrement deux arêtes calicinales placées sur le prolongement des marges de l'akène, hautes de 2 à 3 mm. ; le plus souvent une troisième arête rudimentaire (0,1 — 0,3 mm.) se développe sur le prolongement de la côte antérieure ([3]), mais il est rare qu'elle prenne des dimensions plus considérables. Wydler ([4]) a fait observer, avec la précision habituelle à cet auteur, que ces trois côtes et les arêtes placées sur leur prolongement correspondent aux « vallécules » du fruit; elles sont en effet en alternance avec les lieux normaux de situation des côtes dans les akènes des Composées (chez lesquelles la côte impaire est postérieure et non pas antérieure). Mais il y a une exagération évidente, et de nature à induire en erreur, lorsque — sans aucun doute pour ce motif de

[1]) Zollinger, Systematisches Verzeichniss der im indischen Archipel etc. gesammelten Pflanzen, 1854, p. 127.

[2]) Poils bisériés à 3 cellules dont la basilaire postérieure constitue un appareil hygroscopique. Voy. à ce sujet: Nobbe, Handbuch der Samenkunde, 1876, p. 83; Schenk, Zur Kenntniss des Baues der Früchte der Compositen und Labiaten *(Botan. Ztg.,* 1877, t. XXXV, p. 406 412).

[3]) Huth *(l. c.)* a figuré un akène de *B. tripartita* à 4 arêtes calcinales : c'est un cas que nous n'avons jamais rencontré.

[4]) Wydler, Beiträge zur Kenntniss einheimischer Gewächse *(Flora,* 1860, t. XLIII, p. 515).

pure homologie — Wydler a appelé les côtes des sillons (« Riefen »)[1]. Les emplacements des côtes normales chez les Composées sont d'ailleurs occupés, à l'intérieur du péricarpe des *Bidens*, par 5 faisceaux libéro-ligneux plus grêles. Le nombre des faisceaux longitudinaux du péricarpe est donc d'au moins 8. Tous ces faisceaux aboutissent à un solide cordon de ceinture qui entoure le plateau apical, et sur lequel viennent s'embrancher les faisceaux des arêtes calicinales. Les aculéoles rétrorses sont localisés exclusivement sur les arêtes et sur les marges des akènes, les faces antérieure et postérieure de ce dernier restant parfaitement lisses. Leur longueur va en augmentant légèrement du sommet des arêtes jusque vers la base. Le long des marges, les aculéoles sont partout à peu près de longueur égale (0,3 — 0,5 mm.), disposés en une série longitudinale unique. Les arêtes sont ogivo-coniques au sommet. Immédiatement au-dessous de ce sommet apparaît un verticille de 3 aculéoles, séparés par des intervalles égaux, l'impaire tourné perpendiculairement au plan de symétrie de l'akène. Cette disposition verticillée se résout généralement dès le second étage en une spirale irrégulière d'aculéoles, laquelle se prolonge jusqu'à la base de l'arête. Les aculéoles sont unicellulaires, coniques-allongés, aigus au sommet, à base élargie, solidement encastrée dans l'épiderme. La paroi de la cellule est fortement sclérifiée, à couches cuticularisées occupant la plus grande partie de son épaisseur, à cuticule parfaitement lisse. A sa base, l'aculéole passe à l'épiderme sous un angle excessivement obtus du côté distal, tandis que du côté proximal l'angle est très aigu et présente une particularité intéressante : les cellules épidermiques sont redressées contre la base de l'aculéole qu'elles enveloppent sur un tiers ou la moitié de sa périphérie. Ce dispositif a pour effet, d'une part, d'empêcher l'aculéole de se casser ou de se plier exagérément à la base lorsque l'arête pénètre à la façon d'un harpon dans un corps mou ou dans une toison, d'autre part de retenir solidement l'aculéole par la base dans sa position une fois la pénétration accomplie. Une autre particularité consiste dans la présence de ponctuations canaliculaires abondantes, criblant la paroi de la cellule aculéolée dans sa partie basilaire au contact des éléments épidermiques voisins. Ce dispositif assure l'arrivée constante des matériaux nécessaires à la sclérification uniforme et à la cuticularisation des parois de l'aculéole. Une fois cette sclérification et la cuticularisation des parois en contact avec l'atmosphère achevées, l'utricule protoplasmique disparaît : l'aculéole adulte est un organe mort. Il reste à mentionner, pour compléter cette description, que les cellules de l'épicarpe ont des parois

[1]) A moins que — ce qui paraît à peine vraisemblable — Wydler n'ait écrit plusieurs fois de suite « Riefe » au lieu de « Rippe ».

sclérifiées, particulièrement dans le sommet ogivo-conique des arêtes, comparable à un harpon trionciné.

Une organisation tout à fait semblable, à part quelques différences dans les dimensions et la forme de l'akène ou dans la longueur des arêtes, se retrouve chez les *B. bullata* et *B. radiata.* C'est ainsi que le *B. radiata* Thuill. (*B. fastigiata* Michal.) possède des akènes ovés-triangulaires, ne dépassant guère 3,5 mm. de longueur, surmontés de deux arêtes marginales longues d'env. 2 mm., avec un verticille d'aculéoles plus strictement apical que dans les *B. bullata* et *tripartita.* L'akène est plus épais, ce qui fait paraître moins apparente la côte antérieure, et a fait croire à l'absence de nervures (faisceaux libéro-ligneux) sur la face postérieure (intérieure) ([1]).

En revanche, le *B. cernua* présente plusieurs caractères particuliers. Les akènes, hauts de 4 à 4,5 mm., oblongs, sont surmontés de 4 arêtes ([2]): 2 arêtes marginales hautes d'env. 2,5 mm. et 2 arêtes antéro-postérieures, l'antérieure à peine plus courte que les latérales, la postérieure généralement un peu plus petite que l'antérieure. Les aculéoles sont construits comme dans les espèces précédentes, mais leurs parois sont moins épaisses. En outre, les cellules épidermiques qui en entourent la base ne sont pas ou à peine relevées dans l'angle proximal aigu formé par l'aculéole et l'épiderme; en tous cas cette base n'est pas enveloppée-étayée de ce côté.

Les notes qui précèdent montrent que l'appareil agrippeur du fruit des *Bidens* répond d'une façon rationnelle, biologiquement parlant, aux exigences d'une bonne dissémination par l'intermédiaire des animaux à toison ou à plumage (éventuellement de l'homme). Les aculéoles ne sont pas des poils de Nobbe devenus rigides, mais des éléments unicellulaires entièrement adaptés à la fonction d'agrippage. Enfin le degré de perfection atteint par l'appareil atteint son maximum chez les *B. tripartita*, *bullata* et *radiata.* Il est moindre chez le *B. radiata,* mais cette infériorité relative est compensée par la multiplication des arêtes agrippantes.

Ch.-Eug. Guye. — *1° L'équation de la décharge disruptive et la possibilité de trois sortes de potentiels explosifs.* — *2° Hypothèse d'un champ électrostatique moléculaire.* (Voir Archives.)

[1]) Michalet, Notice sur quelques plantes récemment observées dans le département du Jura et le pays de Gex, p. 9 *(Mém. de la Soc. d'émul. du Doubs,* 1854). L'indication de Michalet a été reproduite par plusieurs auteurs.

[2]) On a signalé chez le *B. cernua* des fruits à 5 arêtes : nous n'en avons jamais rencontré dans le cours de nos analyses.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 12 janvier 1916

H. Blanc. Le système tégumentaire du Chamydophore tronqué.
E. Muret. Présentation d'une branche de *Pinus nigra*.

M. le professeur H. Blanc présente une étude préliminaire qu'il a faite sur *le système tégumentaire du Chamydophore tronqué*. Cet Edenté ne se trouve en République Argentine que dans la province de Mendoza. De la taille d'un gros rat, ce mammifère est plutôt rare dans les musées parce qu'il mène une vie souterraine, se creusant des galeries à la façon de la taupe, mais toujours dans des terrains sablonneux. Le musée de Lausanne a pu, par M. le docteur Métraux, médecin en chef de l'hôpital de Mendoza, entrer en possession de trois exemplaires de cette intéressante espèce ; deux d'entre eux ont été disséqués pour des recherches anatomiques.

Adapté à la vie souterraine, le Chlamydophore a, comme la taupe, de très petits yeux ; l'oreille est protégée contre l'entrée de corps étrangers et il a, comme cet insectivore bien commun, les pattes antérieures transformées en organes fouisseurs, terminés par des ongles très forts et recourbés. Des pièces squelettiques mises en circulation permettent aux auditeurs de constater les différences qui existent dans le développement de l'ossature du membre de la taupe fouissant dans la terre meuble et celle de la patte du Chlamydophore qui creuse dans le sable pour y chercher sa nourriture et qui, à cause de cela, a des os plus volumineux sur lesquels doit s'insérer une musculature nécessairement plus forte en raison du travail que doit accomplir l'animal fouisseur.

Le système tégumentaire de ce mammifère américain est très particulier. En effet, il possède une cuirasse qui, comme celle des Tatous, constitue un dermo-squelette composé de rangées de pla-

ques osseuses rectangulaires recouvertes d'épiderme corné. Mais, en dessous de cette cuirasse, qui lui permet quand même de se rouler en boule pour se défendre, le Chlamydopore possède une peau couverte de longs poils soyeux qui n'est reliée à la cuirasse qu'à la tête, au bassin et au tronc par quelques brides de tissu conjonctif sur sa ligne médio-dorsale. Ce sont ces deux peaux superposées qui font que cet Edenté n'a pas son pareil dans le monde des mammifères. La peau pileuse est dépourvue de glandes de la sueur et les poils sont implantés dans la peau par groupes ou sont contenus dans des follicules indépendants, mais serrés les uns près des autres ; ils sont accompagnés de glandes sébacées disposées sur les bords des sacs pileux.

Ces faits étant présentés, le professeur Blanc expose sa manière de voir relative au développement simultané possible du dermosquelette et de la peau pileuse chez la jeune Chlamydophore.

M. E. Muret présente un branche de *Pinus nigra* portant un groupe d'un grand nombre de cônes pressés les uns contre les autres.

Séance du 19 janvier

J. Perriraz. Un cas d'anomalie florale chez *Primula acaulis*. — Le même. Présentation d'un cancer à ramifications dichotomiques de *Ceanothus*. — Arthur Maillefer. Anomalie de la feuille de *Pinus Strobus*.

M. J. Perriraz. — *Un cas d'anomalie florale chez Primula acaulis.*

Les cas d'anomalies florales sont nombreux ; tantôt ce sont les sépales qui deviennent pétaloïdes, tantôt la disposition des étamines par rapport au pistil n'est pas normale. Les Primula sont hétérostyles, c'est-à-dire présentent deux formes de fleurs; les unes ont un long pistil avec des étamines disposées au fond du tube corollaire, et les autres un pistil court avec des étamines situées sur le bord du tube corollaire, le cas nouveau est plus intéressant.

Tout d'abord, le tube calicinal des différentes fleurs est infundibuliforme à dents régulières et pointues, le tout est hispide : quelques fleurs ont leurs sépales transformés en feuilles bien constituées et légèrement involutées sur les bords. Quelques fleurs ont une corolle régulière à pétales bifides, à nervures secondaires parallèles partant de la nervure centrale ; d'autres, par contre, et c'est le plus grand nombre, ont des pétales verts, velus, à nervures tantôt parallèles, tantôt normales ; la forme du limbe floral varie d'une fleur à l'autre ; quelquefois bifide, il peut cependant pré-

senter de nombreuses anomalies de formes inutiles à énumérer. Parmi ces nombreuses monstruosités, il faut cependant en retenir une, celle montrant à la place des pétales de véritables feuilles, bien conformées, d'un vert intense et régulièrement nerviées.

Les étamines font quelquefois défaut et se présentent toutes au fond de la corolle, le pollen est normal, le nombre des anthères est essentiellement variable. On en rencontre tantôt une, tantôt sept, avec tous les nombres intermédiaires.

Les pistils sont les organes floraux qui sont les plus anormaux; quelques fleurs présentent des organes types, le plus grand nombre présente des ovaires très développés pouvant dépasser le bord du tube corollaire; des expansions foliaires se montrent sur les côtes saillantes dans quelques exemplaires.

Si l'on pouvait encore admettre intégralement la théorie de Darwin, on affirmerait le retour de la dite plante à un état ancestral; il y aurait une régression ; mais il semble plus normal d'attribuer à ces phénomènes une origine physico-chimique, une influence des facteurs de la nutrition qui s'est extériorisée en produisant des fleurs anormales.

M. J. Perriraz présente un *cancer* à ramifications dichotomiques de *Ceanothus*, et une formation ressemblant à un cancer sur un cerisier d'une trentaine d'années à grosses nodosités, qui furent ensuite attaquées par des larves de diptères ; par ce nouveau traumatisme, il y eut augmentation dans la grandeur des nodosités, d'où défaut de nutrition qui produisit la mort de la plante.

M. Arthur Maillefer décrit *l'anatomie de la feuille de « Pinus Strobus »* ; il montre que l'endoderme ne peut avoir pour fonction une conduction de substances élaborées dans le sens de l'axe de la feuille, parce que les parois horizontales de ses cellules sont lignifiées; on doit admettre que l'eau et les sels de la sève brute passent à travers les cellules de l'endoderme seulement dans le sens radial et que les substances résultant de l'assimilation chlorophyllienne circulent dans l'endoderme dans le sens tangentiel jusqu'aux points où des ponts de cellules vivantes permettent le passage des substances élaborées dans les tubes criblés ; les parois des cellules trachéidiformes des tissus de transfusion sont lignifiées et pourvues de ponctuations aérolées ; les cellules vivantes de ce même tissu ont une paroi en cellulose d'aspect nacré comme les tubes criblés. Le rôle de l'endoderme serait de faire le triage entre ce qui doit passer dans le liber et l'eau qui doit arriver dans le tissu chlorophyllien. Toutes les feuilles de Monocotylédones ou de Dicotylédones que l'auteur a examinées ont un endoderme remplissant les mêmes fonctions.

Séance du 2 février

Mlle Elkind. Etude des tubes ovariques et de l'ovogénèse du *Carausius hilaris Br.* — J. Perriraz. Présentation d'un crâne de chèvre à quatre cornes. — Paul-Louis Mercanton. Les variations de longueur des glaciers suisses et l'enneigement alpin en 1914 et 1915. — Frédéric Jaccard. La culture des framboisiers.

M. le professeur H. Blanc présente au nom de Mlle Elkind, Dr ès-sciences, les principaux résultats d'une étude qu'elle a faite des *tubes ovriques* et de l'*ovogénèse du Carausius hilaris. Br.*, espèce d'insecte Orthoptère souvent confondue avec une autre espèce appelée *Dixippus morosus. Br.* dont le genre de vie et la façon de se reproduire par parthénogénèse sont identiques. ([1])

Les deux ovaires pectinés de l'insecte comptent chacun de 25 à 29 tubes ovariques et chaque tube est lui-même composé de 3 à 8 chambres dans lesquelles les œufs sont contenus à divers états de développement. Une femelle de *C. hilaris* peut pondre en moyenne 400 œufs.

La chambre germinale, qui occupe l'extrémité proximale de tout tube ovarique, renferme des ovules en voie de développement qui ne sont pas accompagés de cellules nourricières. Les jeunes cellules ovulaires ou ovocytes multiplient dans la chambre terminale où on trouve aussi des éléments avec noyaux représentés par des blocs de chromatine. Certains considèrent ces éléments particuliers comme étant des œufs abortifs. Mlle Elkind pense que ce sont plutôt des produits de la division des ovocytes qui doivent représenter avant tout une réduction chromatique des noyaux des ovules en voie de développement. Les blocs de substance nucléaire expulsés des noyaux des ovocytes dégénèrent et finalement disparaissent complètement, ils sont résorbés. Certaines divisions des ovogonies sont accompagnées de particularités intéressantes et dans un cas l'auteur a pu constater un chromosome accessoire dans un des deux produits de la division représentant peut-être de la substance chromatique mâle éliminée.

On a constaté déjà quelquefois des cas d'hermaphroditisme insuffisant chez les Orthoptères appelés branches errantes. L'auteur a pu étudier un de ces cas singuliers chez une larve de *C. hilaris.* L'appareil sexuel était fait d'un seul ovaire pectiné d'un côté et

[1]) Dissertation présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Lausanne. — Lausanne. Imprimeries réunies, 1915.

de l'autre d'une glande mâle. Les insectes ainsi constitués n'arrivent pas à se développer complètement, ils meurent pendant leur dernière mue.

M. J. Perriraz présente un crâne de *chèvre à quatre cornes* trouvé dans son filet par un pêcheur de La Tour.

M. Paul-Louis Mercanton. — *Les variations de longueur des glaciers suisses et l'enneigement alpin en 1914 et 1915.*

En dépit des circonstances défavorables dues à la guerre européenne, 41 glaciers ont pu être mensurés en 1914 et 36 en 1915 par les forestiers suisses. Dans leur ensemble, ils ont manifesté *une tendance à la crue* ; la proportion des appareils en crue ou stationnaires a augmenté depuis 1913. Elle était de 41 $^0/_0$ cette année-là, de 46,5 $^0/_0$ l'année suivante et de 50 $^0/_0$ en 1915. Certains glaciers ont fait une crue importante, tel celui du Wildhorn (117,5 m. en deux ans). Le glacier du Rhône, en décrue ou stationnaire depuis 1856, a cru de 36, 5 m. depuis 1912, recouvrant plus de 15,000 m^2 de terrain. Il s'est élargi en amont de la cataracte et tout fait prévoir un accroissement plus important encore.

L'enneigement a été légèrement progressif en 1914, assez fortement régressif en 1915, cela surtout par suite du tassement des névés sous la surcharge à eux imposée depuis 1913.

M. Mercanton a installé un totalisateur Mougin, le 11 octobre 1914, au col d'Orny et un autre, le 22 septembre 1915, au sommet du Diableret.

La nivométrie prend une extension réjouissante en Suisse grâce au concours du Service fédéral des eaux et de la Commission zuricoise des glaciers qui marchent résolument dans la voie ouverte, dès 1902, dans les Alpes de la Suisse occidentale par les glaciéristes vaudois.

Un rapport détaillé sur cet ensemble de faits paraîtra, comme précédemment, dans l'Annuaire du Club alpin suisse pour 1916.

M. Frédéric Jaccard parle de *la culture des framboisiers.* A la demande de quelques membres il présente la note suivante :

Une petite enquête et de nombreuses courses dans le canton de Vaud et ailleurs, m'ont montré que la culture du framboisier était fort négligée. Et pourtant quel fruit délicieux et quelle abondance quand on se donne la peine de *tailler* le framboisier. Ce n'est point chose nouvelle et non connue des horticulteurs au courant, que je vous apporte aujourd'hui. C'est très simplement l'expérience de cinq années dont je voudrais faire profiter ceux que cela intéresse.

Il s'agit tout d'abord d'avoir des framboisiers dit remontants, c'est-à-dire qui fructifient deux fois durant l'année, en juin-juillet et septembre-octobre.

Les espèces que l'on peut se procurer le plus facilement sont : Falstof, Merveille des quatre saisons, Surpasse Falstof, Perpétuelle de Billard.

L'on plantera les framboisiers dans un sol bien fumé, en lignes ayant entre elles un mètre à 1 m. 50 d'intervalle. On installera le long des lignes des piquets dépassant le sol de 1. m. 50 et reliés tous les 50 cm. de hauteur par des fils de fer bien tendus. Chaque année, de mai à septembre, il pousse au pied une quantité de nouveaux bourgeons qui produisent des fruits en automne et l'année suivante.

Il sera nécessaire de limiter la production des bourgeons qui naissent sans cesse sur la souche. La quantité de bourgeons à conserver sera de 4 à 6 par souche suivant la vigueur du sujet.

Les bourgeons choisis, il faudra supprimer impitoyablement tous ceux qui naissent après coup, et attacher les bourgeons conservés aux fils de fer sus-mentionnés. Ces bourgeons, qui ont poussé de juin en septembre, donneront des fruits en septembre, octobre et même novembre si la saison se maintient chaude. Les fruits seront surtout fixés aux extrémités des bourgeons.

Le printemps suivant, en rattachant ces bourgeons à leur fil de fer, *on en supprimera par la taille* (dès que les gelées ne seront plus à craindre), *le quart ou le tiers de leur longueur totale*. Cette opération, fort importante, aura pour résultat de faire développer tous les yeux de la base au sommat. Pour favoriser encore la fructification, on les palissera sur les fils de fer, de manière à maintenir plus d'air et de lumière entre les bourgeons mixtes qui se développent. Par suite de cette opération, non seulement le nombre, mais le volume des fruits augmentera d'une façon considérable.

Dans les derniers jours de juillet (pour l'altitude de Pully), je supprime en les taillant à la base toutes les tiges qui ont fructifié, même celles sur lesquelles persistent encore une ou deux framboises non mûries.

J'attache les bourgeons nouvellement poussés et choisis à raison de 4 à 6 par souche. Ce sont ceux qui, comme je l'ai dit précédemment, me donneront la récolte d'automne et celle de l'année suivante.

Je supprime tout nouveau bourgeon naissant après coup, à moins que je m'aperçoive qu'il en est de plus vigoureux que ceux conservés jusqu'alors. Dans ce cas, il est bon de les laisser croître. Ils serviront à remplacer ceux qui, pour une cause quelconque, viendraient à périr.

Les bourgeons et tiges supprimés sont tout simplement amassés au pied des souches, où en se décomposant lentement, elles maintiennent de la fraîcheur à la souche.

Le sol devra être défoncé de temps en temps avec les dents d'une cerfouette de manière à ne pas abîmer les racines, ceci surtout au moment de la cueillette des fruits.

On fumera abondamment chaque année la plantation avec du fumier décomposé.

La culture du framboisier remontant peut se résumer ainsi :

Palissez les framboisiers de manière à leur donner de l'air et de la lumière.

Taillez au printemps le quart ou le tiers des bourgeons.

Supprimez après la récolte de juin-juillet tous les bourgeons qui ont fructifié.

Mettez de l'engrais, et arrosez si le temps se maintient trop longtemps sec.

En ce faisant vous aurez deux merveilleuses récoltes de framboises.

Séance du 16 février

J. Amann. Sur les ferments de défense de l'organisme et la réaction d'Abderhalden. — E. Gagnebin. Les sources du massif de Morcles. — Maurice Lugeon. Sur la coloration en rose de roches du massif des Aiguilles-Rouges.

M. J. Amann fait une communication sur les *Ferments de défense* de l'organisme et la *Réaction d'Abderhalden*, qu'il a eu l'occasion d'étudier au laboratoire de ce savant, à l'Institut physiologique de l'Université de Halle.

Il expose les principaux résultats des travaux relatifs aux ferments de défense et décrit les méthodes employées pour déceler leur présence.

Il indique les principales applications pratiques de ces réactions pour le sérodiagnostic précoce de la grossesse et pour le diagnostic d'autres maladies : tumeurs, maladies des glandes internes, maladies mentales, etc., etc.

Ces réactions promettent, en outre, de fournir des résultats très précieux pour le traitement des différentes maladies dans lesquelles on a pu constater la présence de ces ferments de défense, soit en renforçant ceux présents dans l'organisme, soit en les fournissant à celui-ci lorsqu'ils font défaut.

M. E. Gagnebin a eu l'occasion l'été dernier d'examiner presque toutes les *Sources du Massif de Morcles*. Il en a mesuré la température et la teneur en chaux (par la méthode de Clarke, au moyen d'une liqueur de savon titrée), et il expose les conclusions géologiques qu'on peut tirer de ces données.

Les moyennes des chiffres observés ne montrent pas une diminution régulière de la température avec l'altitude des sources ; mais entre 800 et 1400 mètres, on remarque, en ce qui concerne la thermique des eaux, une notable différence entre les trois versants du massif : le versant tourné vers le sud (vallée longitudinale du Rhône) ayant des eaux généralement plus chaudes que celui tourné vers l'ouest (vallée transversale du Rhône), plus chaudes surtout que celui tourné vers le Nord (vallée de l'Avançon) ; la différence est plus accentuée entre le second versant et le troisième qu'entre le premier et le second.

Dans certains cas, il est possible de trouver une relation entre la teneur en calcaire des eaux et la composition géologique de leur bassin d'alimentation. Les sources provenant des schistes marneux et gréseux du Flysch ont une dureté qui varie entre 12 et 17 degrés hydrotimétriques (1 degré hydrotimétrique correspondant environ à 5 milligrammes de chaux par litre), et leur moyenne est de 14,4. Cependant l'auteur a constaté des chiffres beaucoup plus élevés à certaines émergences situées au nord de la Croix de Javerne. Il a été amené par là à supposer l'existence en profondeur, dans la masse du Flysch autochtone replié plusieurs fois sur lui-même, de lentilles calcaires formées de terrains préalpins identiques à celles qu'on peut observer en maints endroits à la surface du sol.

Les eaux provenant de terrains permiens et carbonifères ont une teneur en chaux remarquablement faible et uniforme. La moyenne des duretés mesurées est de 5,5, plus faible que celle des eaux s'alimentant dans le gneiss.

Pour ces dernières, la moyenne de dureté est, en effet, de 8,6 sur le versant de la vallée transversale du Rhône et de 18,4 sur le flanc de la vallée longitudinale. Cette différence s'expliquerait, d'après l'auteur, par la présence de lentilles calcaires parmi la masse des schistes cristallins. Ces lentilles ont été signalées depuis longtemps en divers points. D'après M. Lugeon [1], elles représenteraient des noyaux synclinaux d'âge archéen et s'aligneraient suivant quatre bandes à peu près parallèles à la vallée longitudinale du Rhône. L'auteur suppose que les eaux trouvent à travers ces lentilles un passage plus facile que dans les bancs de gneiss et qu'elles s'y chargent de calcaire. Par analogie, et se basant sur la dureté de certaines sources, il prévoit l'existence d'une de ces lentilles au-dessus des Largettes, où il n'en fut pas encore signalé.

Un article qui paraîtra dans le prochain numéro du Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles (vol. 51) donnera

[1]) M. Lugeon et E. Jérémine : « Sur la présence de bandes calcaires dans la partie suisse du massif des Aiguilles-Rouges. » — *C.-R. Ac. Sc.*. Paris, 13 mai 1913.

les moyennes des températures et des duretés sur lesquelles sont basées ces conclusions, ainsi qu'une discussion détaillée des méthodes d'observation et de raisonnement.

M. Maurice Lugeon — *Sur la coloration en rose de roches du Massif des Aiguilles-Rouges.*

On sait que sur les gneiss très redressés, injectés par des aplites, du massif des Aiguilles-Rouges (Alpes franco-suisses) repose en discordance la série sédimentaire de la Dent de Morcles, Dent du Midi et massif du Buet. Sur la tranche des roches cristallines s'appuie tantôt le carbonifère, tantôt les arkoses ou les quartzites du Trias inférieur.

On est frappé de constater au voisinage des quartzites du trias, quand le Carbonifères est absent, que les roches anciennes sous-jacentes, sont colorées en rose, plus ou moins vif, parfois presque en rouge.

J'ai constaté ce phénomène le long du sentier de Lavey à Morcles ; je l'ai revu au pied de la Tour Saillère, soit dans les croupes du Luisin et au col d'Emaney ; à Fontanabran, dans les montagnes de Finhaut ; enfin au col du Vieux, à la frontière franco-suisse , au pied du Cheval-Blanc.

Les points extrêmes, où cette coloration apparaît, sont distants de plus de 20 km. Le phénomène n'a point été suivi pas à pas, mais chaque fois que nous avons abordé la région de contact du Trias et des schistes cristallins, j'ai constaté à nouveau la répétition de cette coloration. Il est donc probable que celle-ci continue vers le sud-ouest, et à l'extrémité nous arriverions à Saint-Gervais-les-Bains, où furent jadis exploités des jaspes rouges.

J'ai constaté encore cette coloration sur le Six-Carro, ce sommet qui domine l'angle de la vallée du Rhône en face de Martigny. Nul doute que jadis les quartzites du Trias s'étendaient à quelques mètres au-dessus de la surface topographique actuelle des gneiss et de fait, non loin de là, on les voit former une surface dénudée couvrant, comme une grande dalle brisée, la tranche des roches cristallines.

Dans le versant sud du massif de Morcles qui domine la vallée longitudinale du Rhône, cette coloration n'a pas attiré mon attention ; elle ne paraît point exister. Elle serait donc localisée sur le flanc externe du versant de l'ancienne chaîne hercynienne.

Renevier avait remarqué cette coloration rouge des roches métamorphiques aux environs de Morcles et il l'avait attribuée à des venues porphyriques. Dernièrement, P. Hartmann (1) a considéré ces aplites teintées comme un type pétrographique spécial.

1) Placidus Hartmann, O. S. B. Zur Geologie des Kristallinen Substratums der Dents de Morcles (Bern, A. Francke, 1915).

En réalité *il s'agit d'une coloration strictement locale qui ne pénètre pas en profondeur.* Elle cesse de 10 à 40 mètres au-dessous de la surface inférieure des quartzites. Plus bas, les roches cristallines reprennent leur couleur habituelle, qu'elles ont dans les régions profondes du massif ancien.

Cette coloration est due au fer. Au microscope, la roche se montre pigmentée par de l'hématite et il suffit de très faibles quantités de pigment pour donner déjà une forte coloration.

Il devient évident que la rubéfaction des roches cristallines s'est accomplie de haut en bas. Comme les quartzites recouvrants ne sont souvent en général pas colorés, on doit admettre que la pénétration du pigment est antérieure au Trias. Et lorsque celui-ci présente localement une teinte rose des minéraux de ses quartzites, on peut admettre que ces minéraux proviennent de la destruction, à l'époque, du substratum gneissique.

Voici l'explication que je crois pouvoir donner de ce phénomène. La surface ancienne du pays cristallin a été pénéplainée. Longtemps la tranche des roches fut exposée à l'air libre. La rubéfaction serait le résultat de la pénétration des oxydes de fer provenant de la destruction des anciennes roches elles-même, comme une sorte de phénomène latéritique.

Le chapeau plus riche en fer aurait disparu avant l'invasion des eaux triasiques ou aurait été enlevé par elles. La richesse relative en fer, richesse originelle, de ces roches anciennes est démontrée, sous le microscope, par la présence de fréquents grains de magnétite.

On peut également admettre que la décomposition des roches rouges, lie-de-vin, du Permien qui existait sporadiquement dans le voisinage, ait participé à la venue du pigment d'hématite. Une seule chose surprend, c'est que le fer de la surface ancienne du pays pénéplainé ne soit pas hydrozydé. Mais il ne faut pas oublier que ces roches colorées ont été portées en grande profondeur sous d'immenses amas de terrains sédimentaires autochtones et charriés. Là, les conditions caloriques et dynamiques ont dû amener une déshydration de la limonite et sa transformation en hématite.

Quoiqu'il en soit de la venue et de l'origine du fer colorant la roche, il n'en reste pas moins que ces aplites et ces gneiss rose du massif des Aiguilles-Rouges ne constituent pas des faciès originellement colorés. Le fait que la teinte est toujours au voisinage de la surface ancienne, nous montre qu'il ne peut s'agir que d'un ancien phénomène de décomposition superficielle qui s'est accompli entre la fin du Permien et le début du Trias.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

MINÉRALOGIE

R. Ch. Sabot. — Etude cristallographique et optique d'un certain nombre de minéraux des pegmatites de Madagascar et des minéraux de l'Oural.

Les roches de Madagascar étudiées dans ce travail appartiennent au gisement d'Ambatofoisikely ; énorme masse lenticulaire de quartz, contenant différents minéraux tels que la muscovite, la monazite, la columbite, etc. Plusieurs sont radioactifs.

Après une étude très complète de leurs formes cristallines et de leurs propriétés optiques, M. Sabot examine leur caractère radioactif. Il fait d'abord quelques essais qualitatifs, puis détermine l'intensité du rayonnement par la méthode de Curie et aussi par un procédé photométrique. La coïncidence des résultats est remarquable.

Le second chapitre, consacré aux gisements de Tokowaïa et de Syssert (Oural) nous fournit des données très complètes sur quelques minéraux : brookite, topaze rose, spessartine, oligiste, rutile, mica, tourmaline, etc.

Dans un dernier chapitre, l'auteur étudie, par les méthodes de Fedoroff, les amphiboles des diorites pegmatites des gîtes platinifères de l'Oural.

Ce travail, présenté comme thèse à l'Université est le fruit d'un labeur considérable, et constitue un document précieux pour les minéralogistes. M. J.

CHIMIE

P. Pfeiffer. — Dimorphisme de coloration des dérivés du stilbène (*Ber. d. D. chem. Ges.* (1915), t. 48, p. 1777 à 1809 ; Zurich, Chem. Universitätsinstitut).

Il ne serait pas possible de donner à cette place un résumé des recherches entreprises sur ce sujet par l'auteur et ses élèves de l'Université de Zurich. Nous devons nous contenter de signaler

ce mémoire dans lequel on trouve, après une partie descriptive et théorique sur les différentes formes de coloration des dérivés du stilbène, sur la couleur des solutions et des combinaisons moléculaires des nitro-méthoxy-stilbènes (avec tabelles) ainsi que sur un essai d'explication des phénomènes observés, une partie expérimentale concernant la préparation d'un grand nombre de dérivés di, tri et tetra-substitués du stilbène. Les propriétés de toutes ces combinaisons y sont indiquées en faisant ressortir spécialement les conditions dans lesquelles se présentent les diverses modifications de couleur.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE JUIN 1916

Le 2, brise du lac toute la journée.
3, pluie de 11 h. 25 du matin à 12 h. 50, de 2 h. 10 à 4 h. 20 du soir et dans la nuit.
4, pluie à 7 h. du matin et à 1 h. 45 du soir; brise du lac de 10 h. du matin à 2 h. du soir.
5, pluie dans la nuit.
7, pluie de 1 h. 45 à 2 h. 30 du soir et dans la nuit; éclairs dans la soirée.
8, pluie de 7 h. à midi; orage à 9 h. 45 du matin et à 12 h. 15 du soir; brouillard enveloppant de 11 h. 45 du matin à 3 h. du soir.
9, pluie de 3 h. 25 à 4 h., de 6 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
10, pluie de 7 h. à 8 h. du matin, de 5 h. à 6 h. du soir et dans la nuit; orage à 5 h. 20 du soir; arc-en-ciel à 5 h. 30.
11, pluie de 12 h. 10 à 9 h. du soir et dans la nuit.
12, pluie de 1 h. à 2 h., de 3 h. 30 à 4 h. 20, de 6 h. 10 à 7 h. 25 du soir et dans la nuit.
15, brise du lac depuis 10 h. du matin.
16, faible halo solaire à 10 h. 30 du matin; couronne solaire à 2 h. 30 du soir; brise du lac depuis 9 h. du matin.
17, pluie de 4 h. 15 à 7 h. 40 du soir et dans la nuit: brise du lac de 9 h. du matin à 6 h. du soir.
18, pluie de 2 h. 30 à 3 h. 50, de 7 h. 40 à 10 h. du soir et dans la nuit; orages à 8 h. 15 et à 8 h. 45 du soir.
19, pluie de 7 h. à 11 h. du matin; brise du lac de 4 h. à 6 h. du soir.
les 20, 21 et 22, brise du lac toute la journée.
le 23, brise du lac de 10 h. du matin à 2 h. 20 du soir; nombreux éclairs dans la soirée.
25, brise du lac de 9 h. du matin à 5 h. du soir; pluie de 7 h. 15 à 8 h., de 8 h. 40 à 10 h. du soir et dans la nuit; orage à 8 h. 15 du soir.
26, pluie dans la nuit.
28, pluie de 10 h. 15 à 11 h. 10 du matin, de 2 h. 35 à 4 h., de 9 h. 25 à 10 h. du soir et dans la nuit.
29, brise du lac toute la journée.

GENÈVE — JUIN 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	29.1	28.0	27.8	28.35	+ 2.06	27.0	29.6	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 1	9.8	9	1	0	4	8.9	....	....
2	27.5	26.5	25.9	26.65	+ 0.32	25.2	28.1	SSE 1	W. 1	SW. 1	var.	3.2	3	3	8	5	9.2	....	....
3	23.7	22.2	25.5	24.13	− 2.25	22.2	25.6	SSW. 2	SSW. 1	SE. 1	SW. 1	8.4	9	9	10	9	2.5	5.3	5
4	21.1	23.8	24.5	24.26	− 2.16	23.7	25.3	NE. 1	ENE. 1	W. 1	ENE. 1	4.4	10	9	9	9	1.4	0.9	1
5	23.1	21.6	21.6	22.28	− 4.18	20.7	23.9	NW. 1	SSW. 2	SW. 2	SSW. 1	10.8	9	9	10	9	6.6	9.2	6
6	25.1	24.1	24.9	24.25	− 2.24	22.7	25.7	SW. 2	SSW. 2	S. 1	SSW. 1	**11.5**	7	9	9	8	6.7	....	....
7	24.7	24.2	23.4	24.12	− 2.42	23.1	24.8	SSW. 1	SSW. 2	E. 0	SSW. 1	4.2	4	9	8	7	6.1	1.0	2
8	23.4	23.5	22.9	23.37	− 3.21	22.1	24.5	SSW. 1	NNE. 1	S 0	NNE. 1	2.6	10	10	7	9	5.3	9.8	5
9	22.9	22.9	24.6	23.29	− 3.33	22.0	24.7	NE. 1	W. 1	NNE 1	NNE. 1	1.8	5	9	10	9	5.1	**33.5**	**12**
10	29.7	29.9	32.3	29.49	+ 2.83	21.1	32.9	SE. 1	SSE 1	SSW. 1	calme	1.2	10	7	8	7	4.6	5.4	4
11	33.5	31.5	30.6	**32.03**	+ **5.33**	29.7	**33.5**	S. 1	SW. 1	SSW. 1	calme	0.8	7	9	10	5	8.5	2.4	2
12	27.0	24.6	26.0	26.45	− 0.29	24.2	29.7	SE. 1	W. 1	SW. 1	SSW. 1	3.8	9	9	8	9	3.2	3.0	5
13	24.3	23.2	24.2	23.95	− 2.83	22.8	25.6	SW. 1	W. 1	SSW. 1	SW. 1	6.1	9	9	9	7	4.5	....	....
14	24.2	24.7	26.7	24.88	− 1.93	24.1	27.2	SSW. 1	SW. 1	NNE. 1	SW. 1	5.0	3	6	0	5	9.0	....	....
15	27.3	26.3	26.8	26.76	− 0.09	26.1	27.4	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	1.8	0	1	0	0	**14.7**	....	....
16	28.0	27.0	27.4	27.20	+ 0.31	26.3	28.2	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.6	7	8	8	6	12.5	....	....
17	27.6	26.1	24.6	26.38	− 0.54	24.5	27.7	NNE. 1	NNE. 1	NNW. 1	NNE. 1	7.4	9	9	10	9	1.2	11.1	7
18	22.2	20.8	18.9	**21.48**	− **5.48**	18.9	24.8	NW. 1	NNE. 1	SSW. 1	NNE. 1	4.6	9	9	10	9	3.1	12.1	9
19	19.8	21.1	27.7	23.06	− 3.93	**18.6**	28.8	SE. 1	NNW. 1	W. 1	var.	4.4	10	8	3	7	3.9	3.3	4
20	29.4	29.7	30.6	29.55	+ 2.53	28.6	31.3	W. 1	NNE. 1	NNW. 1	NNE. 1	4.5	9	3	2	4	8.7	....	....
21	31.8	30.6	30.0	30.77	+ 3.71	29.7	31.8	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.0	0	1	6	1	13.1	....	....
22	30.2	28.3	28.0	28.94	+ 1.85	27.3	30.3	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	3.8	0	0	2	0	14.2	....	....
23	28.4	26.1	27.0	27.10	− 0.02	25.4	28.4	SSW. 1	NNE. 1	SSW. 1	SSW. 1	5.2	1	0	10	3	12.4	....	....
24	28.6	28.2	28.3	28.23	+ 1.07	27.5	28.7	SSW. 1	SSW. 1	E. 1	SSW. 1	5.0	9	2	0	4	11.1	....	....
25	28.0	26.9	26.9	27.06	− 0.13	24.7	28.5	NNE. 1	NNE. 1	SE. 0	NNE. 1	4.6	1	9	10	6	8.8	10.1	5
26	26.0	25.2	24.3	25.26	− 1.96	23.9	26.5	SSE. 1	SSW. 2	SE. 1	SSE. 1	5.9	8	8	10	8	6.1	2.9	2
27	22.8	23.1	23.3	23.06	− 4.19	22.3	23.9	S. 1	W. 1	SSW. 1	SW. 1	6.3	8	8	4	7	8.1	0.2	....
28	21.8	23.0	25.3	23.16	− 4.12	21.6	26.0	SSW. 1	SSW. 2	W. 1	SSW. 1	5.7	9	2	10	8	7.7	8.0	6
29	27.5	27.4	28.6	27.36	+ 0.06	25.9	29.2	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	3.9	9	8	9	7	7.6	....	....
30	29.9	29.8	30.0	29.69	+ 2.36	29.2	30.2	SSW. 1	SW. 1	SE. 1	SW. 1	2.2	0	0	0	0	14.4	....	....
Mois	26.39	25.78	26.29	26.09	− 1.10							4.98	6.4	6.1	6.5	6.0	229.2	118.2	75

Jour du mois	Température							Fraction de Saturation en %							Tempér. du Rhône		Limnimètre
	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Observ.	Ecart avec la normale	Min.	Max.	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Min.	Max.	Midi	Ecart avec la normale	
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+11.0	+17.9	+15.8	+15.46	+ 0.12	+12.6	+19.0	78	62	77	72	+ 2	58	84	—	—	1415
2	15.4	23.2	17.8	17.11	+ 1.65	10.0	21.6	79	41	58	64	- 6	38	90	16.2	+ 2.4	1425
3	15.1	14.8	8.9	12.79	- 2.79	8.0	19.3	67	71	87	73	+ 3	54	90	15.7	+ 1.8	1415
4	9.2	12.3	9.0	**9.66**	**- 6.04**	7.2	13.2	66	69	85	73	+ 3	62	91	—	—	1425
5	8.2	17.6	15.7	12.63	- 3.19	5.9	18.8	87	36	54	66	- 4	**33**	95	14.5	+ 0.3	1435
6	11.8	17.0	14.8	11.23	- 1.71	10.2	18.8	57	45	56	**53**	**-17**	38	72	9.4	- 4.9	1455
7	14.8	18.6	14.4	15.01	- 1.05	12.0	20.4	50	42	82	60	-10	37	90	8.8	- 5.6	1425
8	11.2	11.5	14.8	14.56	- 1.61	10.5	17.8	90	99	84	83	+13	60	100	8.4	- 6.1	1430
9	15.2	21.3	12.3	15.01	- 1.27	11.5	23.3	81	53	99	83	+13	50	100	8.7	- 5.9	1455
10	7.9	15.5	9.7	11.16	- 5.23	7.5	16.3	88	54	71	77	+ 7	51	100	11.7	- 3.1	1495
11	10.3	15.2	11.5	11.64	- 4.86	7.5	17.2	78	55	74	68	- 2	48	93	—	—	1555
12	10.8	16.0	9.8	10.86	- 5.75	7.5	17.4	78	50	76	71	+ 4	46	90	12.7	- 2.3	1495
13	10.5	15.9	12.0	12.30	- 4.41	7.9	17.3	71	50	63	63	- 7	38	86	10.2	- 4.9	1475
14	12.8	16.5	10.2	13.08	- 3.74	7.0	18.7	60	43	72	59	-11	39	87	9.2	- 6.0	1475
15	10.3	18.5	11.0	12.76	- 4.16	**5.0**	21.8	75	40	74	65	- 5	31	92	8.9	- 6.4	1465
16	11.2	17.4	14.5	13.36	- 3.66	7.3	19.0	83	55	68	71	+ 1	46	91	10.0	- 5.4	1475
17	11.2	15.4	13.2	13.56	- 3.55	10.7	17.5	71	59	92	72	+ 2	56	95	13.4	- 2.1	1480
18	12.6	17.8	15.0	14.84	- 2.37	11.5	19.0	96	72	97	**88**	**+18**	76	97	—	—	1395
19	13.1	17.5	13.6	14.86	- 2.44	12.0	20.0	96	57	78	75	+ 5	40	98	14.0	- 1.4	1475
20	12.1	18.5	15.2	14.88	- 2.51	9.8	20.2	79	50	65	67	- 3	44	88	14.5	- 1.3	1505
21	12.8	19.7	16.1	15.31	- 2.17	8.4	21.2	72	44	68	66	- 4	40	90	15.0	- 0.9	1500
22	15.5	20.5	19.0	17.31	- 0.26	10.8	22.5	75	46	72	66	- 1	38	93	15.5	- 0.5	1495
23	17.5	23.0	21.3	20.14	+ 2.49	13.0	**28.0**	77	52	46	63	- 7	40	93	16.2	+ 0.1	1480
24	17.1	21.0	18.6	**20.29**	**+ 2.56**	16.5	25.7	63	48	60	54	-16	39	78	15.2	- 1.0	1485
25	16.4	21.1	17.0	17.60	- 0.21	11.5	24.0	73	58	79	71	+ 2	56	90	—	—	1525
26	15.9	19.1	16.8	17.29	- 0.59	14.0	21.7	89	57	60	73	+ 4	54	95	15.7	- 0.7	1580
27	15.3	18.0	15.3	16.12	- 1.84	12.5	21.0	68	56	57	65	- 4	50	93	13.7	- 2.8	1605
28	14.4	17.5	15.0	15.30	- 2.73	11.4	20.0	77	47	62	66	- 3	42	85	10.5	- 6.1	1610
29	11.2	18.4	15.8	15.61	- 2.45	11.5	21.0	76	51	67	66	- 3	45	86	12.4	- 4.3	1630
30	+11.6	+21.8	+17.8	+17.21	- 0.95	+ 9.5	+24.3	78	44	62	65	- 4	37	94	14.3	- 2.5	1615
Mois	+13.17	+18.05	+14.50	+14.73	- 2.08	+10.02	+20.30	76	54	72	69	- 1			12.59	- 2.75	1522

MOYENNES DE GENÈVE — JUIN 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	24.90	24.92	25.34	25.26	24.67	24.65	24.93	25.49	25.02
2e »	26.72	26.19	26.34	26.17	25.81	25.66	26.05	26.47	26.18
3e »	27.35	27.34	27.50	27.23	26.85	26.29	26.59	27.34	27.06
Mois	26.33	26.15	26.39	26.22	25.78	25.53	25.86	26.43	26.09

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc	+11.66	+10.79	+12.58	+15.45	+16.97	+15.64	+14.50	+12.51	+13.76
2e »	9.83	9.28	11.52	14.52	16.87	16.57	14.74	12.38	13.21
3e »	13.60	12.42	15.40	18.72	20.31	21.52	19.48	16.32	17.22
Mois	+11.70	+10.83	+13.17	+16.23	+18.05	+17.91	+16.24	+13.74	+14.73

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	79	79	74	64	57	63	68	78	70
2e »	84	85	79	64	53	58	64	75	70
3e »	81	85	75	60	50	49	55	69	65
Mois	81	83	76	62	54	57	62	74	69

Dans ce mois l'air a été calme 22 fois sur 1000.

$$\text{Le rapport des vents } \frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{56}{83} = 0.67$$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique.......	26.15
Nébulosité.................	6.3
Température $\frac{7+1+9}{3}$..	+15°.24
Température $\frac{7+1+2\times9}{4}$..	+15°.05
Fraction de saturation........	67 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875).	27.19
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	5.4
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	76.0
Nombre de jours de pluie. (id.).	11
Température moyenne... (id.).	+16°.81
Fraction de saturat. (1849-1875).	70 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	139.4	123.7	121.3	117.1	114.3	115.6	122.4

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	139.9	118.2	118.6	118.8	?	114.4

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE JUIN 1916

Les 3, 4, 5, 7, 9, 10, 12 et 14. neige.
17, 18, 19, 23, 25 et 26, pluie.
4 et 9, brouillard toute la journée.
2, 3, 7, 8, 10, 11, 17, 19, 20, 23, 24 et 28, brouillard une partie de la journée.
3 et 4, très forte bise.
5, 6, 7, 8 et 9, vent très fort.

GRAND SAINT-BERNARD — JUIN 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	68.5	68.3	68.2	68.3	+ 2.6	68.0	68.8	SW. 2	NE. 1	NE. 2	NE. 1	3	4	8	5	....	....
2	67.0	67.1	66.6	66.9	+ 1.1	66.1	67.6	NE. 2	NE. 2	NE. 1	NE. 1	10	2	10	7	....	....
3	63.5	61.5	61.0	62.0	- 3.9	60.0	66.1	NE. 0	SW. 2	NE. 3	var	7	3	10	7	10.0	**9**
4	58.2	59.2	60.8	**59.4**	- **6.5**	**58.2**	60.9	NE. 5	NE. 3	NE. 3	NE. 4	10	10	10	10	4.3	3
5	60.4	61.4	62.4	61.4	- 4.6	60.2	62.5	NE. 0	SW. 1	SW. 4	SW 2	0	7	10	6	6.0	5
6	62.0	63.5	64.2	63.2	- 2.9	61.7	64.3	SW. 3	SW. 4	SW. 1	SW. 3	7	5	1	4	....	....
7	64.0	64.8	65.3	64.7	- 1.5	63.8	65.4	SW. 0	SW. 1	SW. 5	SW. 2	1	10	10	7	10.2	2
8	65.2	65 9	66.6	65.9	- 0.4	65.1	66.6	SW. 1	SW. 4	SW. 4	SW. 3	10	10	10	10	9.2	....
9	65.8	65.8	65.3	65.6	- 0.7	64.5	66.3	SW. 3	SW. 4	SW. 1	SW. 3	10	10	10	10	12.5	2
10	64.0	65.4	66.6	65.3	- 1.1	63.7	66.8	NE. 3	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	10	10	10	3.8	2
11	67.3	67.5	67.2	67.3	+ 0.8	67.0	67.6	NE. 1	NE. 0	NE 1	NE. 1	1	4	10	5	....	....
12	64.6	63.5	62.4	53.5	- 3.1	62 2	67.0	SW. 2	SW. 2	NE. 1	SW. 2	10	3	10	8	4.0	5
13	61.4	61.6	62.0	61.7	- 5.0	61.1	62.2	NE. 1	SW. 0	SW. 1	var.	1	0	6	2	....	....
14	61.5	62.6	63.6	62.6	- 4.1	61.3	63.9	NE 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	8	4	10	7	4.0	4
15	64.2	65.7	66.9	65.6	- 1.2	63.5	67.0	NE. 1	NE 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
16	66.2	67.1	67.8	67 0	+ 0.1	66.2	67.9	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	3	3	9	5	....	....
17	67.7	67.4	66.3	67.1	+ 0.1	66.0	68.0	NE. 1	SW. 0	SW. 1	var.	10	9	10	10	5.7	....
18	63.8	63.3	62.5	63.2	- 3.8	62.1	66.0	SW. 3	SW. 1	SW. 0	SW. 1	10	8	10	9	**22.3**	....
19	59.8	62.4	66.3	62.8	- 4.3	59.7	66.7	NE. 1	NE. 2	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	0.2	....
20	67.6	68.0	69.3	68.3	+ 1.1	66.7	69.4	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	2	0	10	4	....	....
21	69.3	69.8	70.3	69.8	+ 2.6	69.1	70.4	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	7	2	1	3	...	....
22	70.0	70.1	70.9	70.3	+ 3.0	70.0	71.0	SW. 1	SW. 0	SW. 0	calme	4	2	5	4	...	....
23	70.6	70.4	70.4	**70.5**	+ **3.1**	70.0	**70.8**	SW. 2	SW. 1	SW. 1	SW. 1	10	8	9	9	5.2	....
24	69.0	69.3	69.6	69.3	+ 1 9	68.8	70 0	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	10	4	6	7	....	....
25	68.6	68.5	68.5	68.5	+ 1.0	68.0	69.7	SW. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	3	10	4	7.0	....
26	65.9	65.5	64.9	65.4	- 2.2	64.4	68.2	SW. 1	SW. 1	NE. 1	SW. 1	10	10	10	10	2.0	....
27	63.0	63.3	63.6	63.3	- 4.3	63.0	64.4	NE. 1	SW. 1	SW 1	SW. 1	0	3	1	1	....	...
28	61.9	62.4	64.3	62.9	- 4.8	61.7	64.6	SW. 0	NE 3	NE. 1	NE. 2	0	3	10	4	....	....
29	65.5	66.5	67.8	66.6	- 1.1	61 5	68.1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	3	2	0	2	....	....
30	68.7	70.2	71.4	70.1	+ 2.3	68.0	71.5	SW. 1	SW. 0	SW. 0	calme	0	0	9	0	....	....
Mois	65.17	65.60	66.10	65 62	- 1.49							5.6	5.0	7.5	6.0	106.4	32

GRAND SAINT-BERNARD — JUIN 1916

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	+ 3.2	+ 8.8	+ 4.4	+ 5.5	+ **2.8**	+ 2.8	+ 10.3	80	57	91	77	52	97
2	1.8	7.0	+ 2.7	3.8	+ 1.0	+ 1.6	7.3	98	65	95	86	51	99
3	+ 3.6	+ 6.7	- 2.4	+ 2.6	- 0.3	- 3.4	+ 8.8	74	52	100	75	18	100
4	- 5.4	- 2.4	- 4.4	- **4.1**	- **7.1**	- **5.9**	- 2.0	95	93	96	95	88	100
5	- 5.1	+ 3.6	+ 0.7	- 0.3	- 3.4	- 5.8	+ 5.2	95	68	76	80	44	98
6	- 1.2	2.7	1.0	+ 0.8	- 2.4	- 2.1	6.8	70	52	83	68	36	93
7	+ 2.2	2.2	1.7	2.0	- 1.3	+ 0.5	5.4	57	94	97	83	38	100
8	0.4	2.1	2.5	1.7	- 1.7	0.2	2.7	96	97	98	97	89	100
9	+ 2.2	+ 3.7	+ 3.0	+ 3.0	- 0.6	+ 2.0	4.0	98	98	99	**98**	98	100
10	- 2.6	- 1.4	- 4.4	- 2.8	- 6.4	- 4.8	2.7	98	95	94	96	92	100
11	- 5.2	+ 2.7	- 2.0	- 1.5	- 5.2	- 5.6	4.8	94	60	87	80	40	96
12	- 2.2	1.5	- 3.1	- 1.3	- 5.1	- 3.4	3.0	82	55	89	76	48	91
13	- 3.8	2.0	- 0.5	- 0.8	- 4.7	- 4.8	5.1	71	46	85	67	**30**	92
14	- 2.2	3.3	- 2.4	- 0.4	- 4.4	- 2.9	5.0	85	48	98	77	42	99
15	- 0.2	5.3	+ 1.6	+ 2.2	- 1.9	- 4.0	7.0	53	44	81	59	35	99
16	+ 1.5	6.6	4.2	4.1	- 0.1	+ 1.2	9.0	88	72	90	83	57	92
17	3.8	7.5	4.3	5.2	+ 0.9	2.8	7.8	76	79	99	85	34	100
18	4.0	5.6	+ 1.6	3.7	- 0.7	+ 1.1	6.4	100	81	92	91	68	100
19	+ 0.9	1.0	- 0.6	0.4	- 4.1	- 1.0	2.2	95	95	96	95	78	100
20	- 0.1	7.8	+ 2.7	3.5	- 1.1	- 1.3	9.1	78	43	93	71	34	100
21	+ 1.0	7.7	4.0	4.2	- 0.5	+ 0.7	10.0	86	64	89	80	46	97
22	4.5	8.8	6.4	6.6	+ 1.9	4.2	12.0	74	60	88	74	37	98
23	4.1	8.1	5.2	5.8	+ 1.0	3.9	8.6	99	75	75	83	58	100
24	3.0	8.2	5.8	5.7	+ 0.8	2.7	9.0	94	56	72	74	42	100
25	5.5	8.8	4.7	6.3	+ 1.3	4.4	10.0	65	57	91	71	43	96
26	3.2	4.2	2.6	3.3	- 1.7	2.3	5.4	88	87	96	90	60	98
27	2.6	6.2	1.9	3.6	- 1.5	1.4	7.5	68	58	95	74	42	97
28	2.3	4.8	0.8	2.6	- 2.6	0.6	5.7	63	64	97	75	40	98
29	1.0	6.1	2.6	3.2	- 2.1	0.7	8.2	76	65	93	78	48	95
30	+ 4.0	+ 11.5	+ 5.8	+ **7.1**	+ 1.8	+ 2.3	+ **12.5**	52	40	77	**56**	32	81
Mois	+ 0.89	+ 5.02	+ 1.68	+ 2.53	- 1.56	- 0.32	+ 6.65	82	67	90	80		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — JUIN 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500^{mm} + — **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	63.86	64.29	64.70	64.28	86	77	93	85
2e »	64.41	64.91	65.43	64.92	82	62	91	78
3e »	67.25	67.60	68.17	67.67	77	63	87	76
Mois	65.17	65.60	66.19	65.62	82	67	90	80

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	− 0.09	+ 3.30	+ 0.48	+ 1.23	+ 1.04
2e »	− 0.35	4.33	0.58	1.52	1.29
3e »	+ 3.12	7.44	3.98	4.84	4.63
Mois	+ 0.89	+ 5.02	+ 1.68	+ 2.53	+ 2.32

Dans ce mois l'air a été calme 222 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{56}{64} = 0.87$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	79.2	74.9	103.1	106.4
Neige en centimètres ...	—	—	—	32

GÉOMÉTRIE DES CORPS SOLIDES

ET

GÉOMÉTRIE IMAGINAIRE

PAR

C. CAILLER

I. Introduction

Dans une série d'articles publiés récemment ici même ([1]), j'ai exposé avec des développements partiellement nouveaux les principes de la théorie des corps solides que l'on doit aux importants travaux poursuivis dans des directions très différentes par MM. de Saussure et Study. Me sera-t-il permis de revenir, une fois encore, sur un sujet qui ne me semble pas épuisé par les recherches antérieures ?

Une idée que suggère presque invinciblement la représentation analytique du corps solide par ses coordonnées me paraît cependant avoir été laissée dans l'ombre jusqu'ici. Et pourtant, à bien considérer les choses, cette conception donne la clef des propriétés géométriques des corps solides ; elle est comme un centre de perspective qui livre sur toute la question la vue d'ensemble la plus complète et la plus simple.

D'un mot, *la Géométrie des corps solides est identique avec la Stéréométrie imaginaire.* Ou bien, pour exprimer la même vérité en termes moins absolus : *il existe entre la Géométrie des corps solides et la Géométrie à trois dimensions une correspondance qui*

[1]) Voir ma « Note sur la théorie analytique des corps cotés », *Archives*, 1915, t. XL, p. 361 et 457 ; 1916, t. XLI, p. 5 et 93. Dans le présent mémoire, la notion de corps *cotés* ne joue aucun rôle ; les corps considérés sont *ordinaires*, ou purement géométriques.

conserve la forme des relations métriques ponctuelles; seulement les arguments qui figurent dans les dites relations sont complexes dans l'un des cas et réels dans l'autre.

Pour comprendre exactement la nature, et aussi la portée de la correspondance dont il s'agit, il faut ajouter immédiatement que la stéréométrie imaginaire par laquelle s'expriment les propriétés de l'espace feuilleté [1] est nécessairement non-euclidienne, du type elliptique, cela quelle que soit la courbure de l'espace ponctuel qui sert de lieu au corps solide mobile.

La relation qui existe entre les deux géométries de l'espace feuilleté et de l'espace ponctuel est, en résumé, de la même espèce que celle, bien connue [2], qui unit la Géométrie réglée à la Planimétrie imaginaire. Les deux ordres de faits sont dans un lien d'étroite dépendance, car, comme je l'ai fait remarquer précédemment, la Géométrie des corps solides est une sorte de système complet qui renferme, parmi ses différentes particularisations, les diverses Géométries qu'on peut élaborer successivement, ponctuelle, tangentielle, réglée, etc. En généralisant notre Géométrie ordinaire, de manière à rendre complexes les éléments réels qui la constituent, il se trouve que les lois si connues qui existent entre eux se prolongent, sans modifications, dans le complexe, et que d'ailleurs les faits nouveaux s'interprètent avec une entière netteté par l'introduction du corps solide substitut adéquat du point imaginaire. Une homogénéité absolue se manifeste entre les propriétés des divers objets, corps et points, droites et vrilles, plans et vrilloïdes, etc., qu'on peut être appelé à étudier successivement.

Cette permanence, caractéristique de notre espace à 3 dimensions, est bien remarquable. Il serait fort intéressant de l'étudier à fond ; au point de vue axiomatique, par exemple, il importerait d'élaborer, pour la Géométrie des corps solides, un système d'axiomes qui représentent, à l'égard de l'espace feuilleté, l'équivalent de ceux qu'a donnés M. Hilbert pour l'espace réel.

[1]) Expression due à M. de Saussure. Cet auteur donne toujours au corps solide la forme particulière d'un feuillet.

[2]) Par exemple, voir, du même auteur, les mémoires, « Etude de géométrie cinématique réglée » et « Calcul géométrique réglé », *American Journal of Mathematics*. Vol. XVIII et XIX.

Le but que je poursuis ici est beaucoup plus modeste ; il consiste à exposer aussi clairement que possible, par les moyens les plus élémentaires, le fait de correspondance énoncé plus haut. C'est l'objet de la première partie de ce travail ; elle est presque entièrement synthétique, et pour la lire il suffit d'un bagage bien léger de connaissances antérieures. Les quaternions notamment n'interviennent que fort tardivement, au chapitre XI, à propos du changement des repères. Au prix de quelques longueurs il aurait été sans doute possible d'en éviter l'emploi d'une manière complète ; je n'ai pas cru devoir éliminer ainsi, artificiellement, un instrument analytique dont l'intervention dans la théorie se justifie par d'excellentes raisons.

La seconde partie du mémoire contient, avec quelques développements, les éléments de la Géométrie des vrilles qui n'est que l'aspect réel de la Géométrie réglée imaginaire.

II. La Vrille

Le corps solide auquel nous avons affaire a une forme quelconque qui doit seulement être bien définie. Ce sera, si on veut, un ellipsoïde, un cylindre, un trièdre trirectangle, ou un feuillet. Il importe cependant de ne pas donner trop de symétrie à la forme adoptée, de manière que l'aspect de la surface extérieure du solide suffise à en marquer la position dans l'espace. Mieux que par les figures ci-dessus le solide serait représenté à l'aide d'un polyèdre dénué d'éléments de symétrie, un cristal du système triclinique par exemple.

Une fois sa forme choisie, le solide est défini intrinsèquement, mais comme il est librement mobile dans l'espace il peut occuper une sextuple infinité de positions. La Géométrie des solides est l'histoire des propriétés de l'hexasérie engendrée par ces divers mouvements.

Envisagé comme lieu du corps mobile, l'espace possède donc six dimensions. Or, on peut aussi définir, dans l'espace ponctuel ordinaire, des points imaginaires aux coordonnées x, y, z, dont chacune ait la forme complexe $a + bi$; dans ce cas encore, l'espace aura six dimensions.

Comme je l'ai dit plus haut, il se trouve que les propriétés de l'espace, dans les deux hypothèses, sont identiques, ou que plutôt, le corps solide doit être regardé comme la figure réelle du point imaginaire.

Qu'on imprime au corps solide C tous les mouvements hélicoïdaux possibles, toutes les *torsions,* autour d'un certain axe fixe. Le mobile passera par une bisérie de positions qui forment ce que j'appelle une *vrille.* La vrille est, pour la Géométrie des solides, l'analogue de la *droite* en Géométrie ponctuelle ordinaire ; c'est elle qui va nous apparaître comme l'image réelle de la droite imaginaire de l'espace.

La première des analogies entre la droite et la vrille, c'est que la vrille contient d'une manière symétrique tous les corps qui la composent. Avec chacun d'eux, animé d'un mouvement hélicoïdal autour de l'axe de notre vrille, on peut la reproduire dans son entier. De même, la droite est une ligne uniforme dont tous les points jouissent de propriétés identiques.

La droite porte ∞^1 éléments qui sont des points. La vrille est le support de ∞^2 éléments qui sont des solides. Il n'y a pas lieu de s'étonner de la différence des deux nombres ; on sait que le passage du réel au complexe s'accompagne d'une duplication dans le nombre des données réelles.

Et puisque l'espace renferme une quadruple infinité de droites, il faut qu'il contienne une octuple infinité de vrilles. C'est bien ce qui a lieu.

En effet, le solide C étant donné en forme et en position, on obtiendra d'abord ∞^4 vrilles, intrinsèquement différentes, en déplaçant l'axe de la torsion à l'intérieur du corps. Qu'on transporte ensuite chacune des vrilles précédentes dans l'espace absolu, en appliquant l'axe de la vrille sur l'une quelconque des ∞^4 droites que renferme l'espace, la double opération aura donné un total de ∞^8 vrilles, différentes soit en forme, soit en position.

Ainsi donc, tandis que toutes les droites sont superposables, les vrilles ne le sont pas en général. Une semblable constatation semble marquer d'emblée la borne, très rapprochée, des parallélismes qu'il est loisible d'établir entre les deux objets. Il n'en

est pas ainsi cependant ; l'impossibilité de transporter une vrille déterminée sur n'importe quelle autre n'existe en effet que si on limite les mouvements de l'espace aux seuls mouvements *réels*, elle disparaît pour l'ensemble de tous les mouvements, réels ou complexes.

De même que deux points définissent une droite, de même, par deux corps quelconques passe une vrille et, généralement parlant, une seule vrille ; nous admettons ce fait comme une des bases de la théorie. Ainsi, étant données deux positions quelconques d'un corps solide, une torsion convenable exécutée autour d'un certain axe conduira toujours de l'une à l'autre ; l'axe de la vrille qui joint les deux solides est la droite qui leur est commune.

Cette droite commune, il convient de le remarquer, existe toujours ; en Géométrie euclidienne, elle est généralement unique. Toutefois, lorsque les deux solides sont orientés de la même manière, tous les axes qui joignent un couple de points homologues sont communs aux deux corps. Dans ce cas, qui est celui de la translation, n'importe quelle droite, pourvu qu'elle soit parallèle à la translation, appartient aux deux corps à la fois, et peut servir d'axe à une vrille qui contiendrait l'un et l'autre.

Ainsi donc, deux solides d'orientation semblable déterminent non pas une vrille unique mais une double infinité de vrilles. C'est une exception semblable à celle qu'offre la Géométrie riemannienne pour un couple de points distants d'une demi-circonférence ; un tel couple définit une infinité de droites au lieu d'une droite unique.

L'exception que je viens de signaler, pour le théorème de l'existence d'une vrille unique joignant deux solides quelconques, ne joue qu'un rôle des plus restreints dans le développement de la théorie ; elle n'en est pas moins très gênante parce qu'elle compromet à chaque instant la généralité des raisonnements et des déductions. Pour éviter les longueurs fastidieuses qu'elle occasionne, je présenterai ici le sujet au point de vue de la Géométrie non-euclidienne, laissant le lecteur opérer lui-même le passage à la Géométrie ordinaire ; la dite transformation est toujours des plus aisées.

On sait que si deux corps appartiennent à l'espace rieman-

nien, ils possèdent toujours, sans exception aucune, non seulement une droite commune, mais même deux droites communes ; seulement celles-ci, formant les deux individus d'une paire de droites conjuguées par rapport à la sphère de l'infini, ont exactement la même signification qu'une droite unique.

Les faits sont tout pareils dans la Géométrie de Lobatchewsky ; mais ici une seule des droites du couple est réelle, l'autre est idéale et représente l'axe idéal du faisceau formé par les plans perpendiculaires à la première. Ce cas de l'espace hyperbolique est ainsi le plus précis des trois ; il laisse, il est vrai, subsister une légère exception. Quand le mouvement qui entraîne un des solides sur l'autre devient horicyclique, l'axe commun aux deux corps n'existe plus, à moins qu'on ne le considère comme rejeté à l'infini. C'est en acceptant la possibilité d'un semblable passage à la limite que nous admettrons, dans ce cas de l'espace de Lobatchewsky qui est le seul que nous aurons à envisager ci-après, l'existence sans exception d'une droite unique commune à deux corps quelconques.

Toutes les différences dont il vient d'être question entre les diverses Géométries n'ont d'ailleurs, au point de vue de la Géométrie des corps solides, qu'une importance des plus minimes ; elles entraînent des modifications presque insignifiantes, et sous ses divers aspects, la Géométrie des corps solides reste en réalité identique à elle-même. M'en étant expliqué dans un précédent article je ne ferai plus que de brèves allusions aux légères variantes qu'elle peut présenter.

III. Corps orthogonaux. Vrilles conjuguées

Parmi les divers mouvements dont un corps est susceptible, un des plus importants est celui qui consiste à faire tourner ce corps de 180° autour d'un axe fixe. Dans ce mouvement les positions extrêmes occupées par le corps sont réciproques l'une de l'autre, et la seconde est la symétrique de la première par rapport à l'axe de rotation.

Pour désigner ce cas particulier du mouvement, nous dirons volontiers que le corps a *chaviré*, a *basculé*, ou encore, s'est *ren-*

versé autour de l'axe ([1]). Quand deux corps sont ainsi symétriques l'un de l'autre par rapport à une droite, ils prendront le nom de corps *conjugués* ou *orthogonaux*. Ce qui fait l'importance de cette notion c'est que les corps orthogonaux jouent, dans la Géométrie des corps solides, le même rôle que les points *conjugués* dans la Géométrie ponctuelle ordinaire.

Les couples de corps conjugués correspondent aux couples de points conjugués imaginaires ; et puisqu'un point réel admet ∞^2 points conjugués, également réels, il faut s'attendre à trouver ∞^4 corps qui soient orthogonaux à un même corps donné. Cela est vrai ; il suffit pour les obtenir, de renverser le corps primitif autour des ∞^4 droites de l'espace.

Retournons bout pour bout tous les corps d'une même vrille V, le long de l'axe de cette vrille, de manière à échanger entre elles les deux extrémités de l'axe. Nous obtenons ainsi une seconde vrille V′.

Les deux vrilles V et V′, réciproques l'une de l'autre et qui ne possèdent évidemment aucun corps commun, sont dites *conjuguées* l'une de l'autre. Il est clair que deux corps quelconques, respectivement empruntés à l'une et l'autre vrille, sont orthogonaux entre eux ; on verra tout à l'heure que cette propriété peut servir de définition aux vrilles conjuguées.

Remarquons que si on considère les axes autour desquels il faut faire basculer un corps C, appartenant à la vrille V, pour qu'il vienne s'appliquer sur un corps C′, appartenant à la conjuguée V′, ces divers axes forment une congruence composée de toutes les normales à l'axe commun des vrilles V et V′ ([2]).

Les vrilles conjuguées sont les images réelles de deux droites de l'espace imaginaire, conjuguées par rapport à la sphère de l'infini ; cette comparaison marque tout de suite le rôle prépondérant qui leur est dévolu dans la Géométrie des corps solides.

[1]) Je demande pardon des néologismes que j'ai été conduit à introduire de nouveau ; ils me paraissent indispensables à la clarté ou à la brièveté du discours.

[2]) Dans le mémoire cité plus haut, M. de Saussure a nommé *recticongruence* une pareille congruence. J'emploierai ce terme dans la suite.

Etant donnés deux corps C et C′, il est clair qu'il existe une double infinité de corps dont chacun est orthogonal à la fois à C et C′. Ces orthogonaux communs forment justement une vrille V′, conjuguée de celle qui réunit les corps donnés. Mais il est indispensable de faire la preuve qu'en dehors de la vrille V′ il n'y a plus aucun corps qui soit orthogonal aux deux solides C et C′ simultanément.

Soit A un corps orthogonal à C et C′. Sur l'axe commun à ces derniers marquons deux paires *ab* et *a′b′*, de points homologues, correspondant dans A à un même couple $\alpha\beta$ (fig. 1). Puisqu'on obtient *ab*, par exemple, en faisant chavirer $\alpha\beta$ autour d'un certain axe L du plan de la figure, cet axe doit bissecter l'espace angulaire *ab*, $\alpha\beta$. Les deux mouvements de bascule qui conduisent le corps A respectivement sur C et sur C′ s'exécutent donc autour d'un seul et même axe de rotation L, et ainsi, les deux solides C et C′ ne sont pas différents.

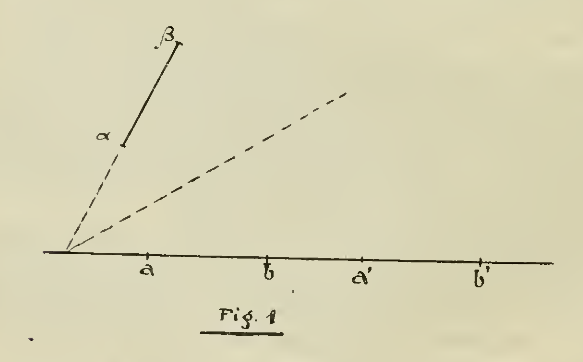


Fig. 1

Pour échapper à cette conséquence, il faut que les droites *ab* et $\alpha\beta$ admettent plusieurs bissectrices, ce qui n'a lieu que si elles coïncident. La seule disposition que puissent présenter les trois solides est donc celle de la figure 2. Quand elle est réalisée, il existe toujours un axe perpendiculaire à la droite *ab*, tel qu'en faisant chavirer A autour du dit axe on obtienne le corps C, par exemple. On voit ainsi que la vrille V′, conjuguée de la vrille V qui réunit les corps C et C′, contient sans exception tous les corps A qui sont orthogonaux à C et à C′ simultanément.

Etant donnés trois corps quelconques C_1, C_2, C_3, ne faisant pas partie d'une même vrille, je dis qu'il existe un corps, et un seul, qui soit orthogonal à chacun des trois autres.

Désignons par L_1 l'axe commun aux deux corps C_2 et C_3, par L_2 l'axe commun à C_3 et C_1, par L_3 l'axe commun à C_1 et C_2, et soient encore V_1, V_2, V_3 les trois vrilles correspondantes, distinctes par hypothèse.

La collection de tous les solides orthogonaux à C_2 et C_3 s'obtient en soumettant un corps choisi à volonté dans la vrille V_1, C_3 par exemple, à toutes les symétries autour d'axes normaux à l'axe L_1. De même, l'ensemble des orthogonaux à C_3 et C_1 s'obtiendra en faisant chavirer le même solide C_3 autour de tous les axes normaux à L_2.

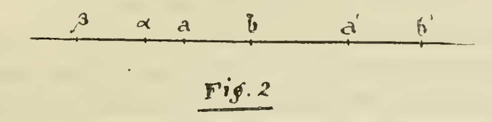


Fig. 2

Donc enfin, le corps orthogonal aux trois solides C_1, C_2, C_3 s'obtiendra en renversant C_3 autour de la normale commune aux deux droites L_1 et L_2. Ces deux droites étant nécessairement distinctes n'admettent qu'une seule perpendiculaire commune ; et ainsi, en Géométrie de Lobatchewsky, il ne peut exister qu'un seul orthogonal commun à trois corps quelconques C_1, C_2, C_3 [1].

Il est clair que la construction précédente, dissymétrique par rapport aux trois corps donnés, donnera en les échangeant, un théorème de Cinématique. Voici l'énoncé qu'il revêt dans la Géométrie des corps solides.

Si trois vrilles unissent deux à deux trois corps donnés, les vrilles conjuguées des vrilles données possèdent un corps commun.

C'est le pendant du théorème de la Géométrie élémentaire ; *si trois droites forment un triangle, les droites conjuguées se rencontrent en un seul point.*

[1]) Comme on voit, le théorème peut présenter des exceptions, en Géométrie euclidienne.

IV. Le Vrilloïde

La *vrille* est l'image de la droite imaginaire ; le *vrilloïde* est, de la même manière, l'image du plan imaginaire. La définition du vrilloïde se fait de deux manières.

Prenons d'abord tous les renversements possibles d'un même corps solide, en le faisant chavirer autour des ∞^4 droites de l'espace : le *vrilloïde* est le lieu des positions finales ainsi obtenues. Cette définition est calquée sur celle du plan. De même que le plan est l'ensemble de tous les points conjugués à un point fixe donné, de même le vrilloïde est l'ensemble des positions d'un corps mobile, orthogonales à un corps fixe ; j'appellerai celui-ci le *corps polaire*, ou, plus simplement, le *pôle* du vrilloïde.

La duplication caractéristique du passage au complexe se manifeste ici comme toujours : tandis que le plan contient une bisérie de points, le vrilloïde est une tétrasérie de corps.

Il est clair aussi que le pôle d'un vrilloïde peut occuper ∞^6 positions dans l'espace ; il existe donc en tout un nombre égal de vrilloïdes, soit deux fois autant que de plans. Tous ces vrilloïdes sont d'ailleurs identiques à la position près et peuvent être superposés en exécutant des mouvements réels de l'espace.

La seconde définition du vrilloïde est la suivante (fig. 3) :

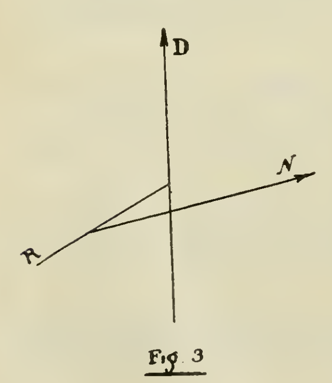


Fig. 3

Considérons un axe fixe D, ainsi que la recticongruence qui comprend toutes les normales à cet axe ; soit R l'une des normales. Imprimons à un corps C tous les mouvements hélicoïdaux possibles le long de chaque droite telle que R.

L'ensemble des positions du corps mobile ainsi engendrées est une tétrasérie ; je dis qu'elle coïncide avec le vrilloïde dont le pôle P s'obtient en renversant le solide C autour de l'axe D de la recticongruence.

En effet, si R est une droite appartenant à la recticongruence, et N une perpendiculaire quelconque élevée sur R, il est clair que N est une droite arbitraire de l'espace. Or, au lieu d'engendrer une vrille en faisant glisser et tourner le solide C le long de R, nous savons qu'il revient au même de faire basculer le corps P autour de toutes les droites telles que N ; par là apparaît l'identité des deux définitions.

Le vrilloïde étant supposé tracé, le second mode de construction est réalisable de ∞^4 manières différentes. Pour l'employer il faudra choisir le corps C à volonté parmi les ∞^4 corps appartenant au vrilloïde ; l'axe de la recticongruence correspondante est la droite commune à ce corps et au pôle du vrilloïde.

Parmi les corps du vrilloïde (P) [1], considérons tous ceux qui possèdent un point commun. Soit α l'homologue du dit point dans P, a sa position dans l'espace, p le milieu de la droite $a\alpha$. Visiblement, les axes autour desquels P doit basculer pour que le point α vienne se placer sur a, sont ceux qui, passant en p, y sont perpendiculaires à la droite $a\alpha$ (fig. 4). En renversant le solide P autour de ces divers axes on obtient le lieu cherché ; c'est une *couronne* ayant la ligne $a\alpha$ comme axe.

Fig. 4

Le résultat est différent si a et α coïncident ; dans ce cas, l'axe du mouvement de bascule est quelconque, pourvu qu'il passe en a. Et alors, l'ensemble des corps contenus dans le vrilloïde et qui possèdent le point commun donné, dessine la configuration bien connue sous le nom de *couronoïde*.

Un raisonnement identique au précédent fait voir que le vrilloïde contient un corps, et un seul, tel que l'homologue dans ce corps d'une demi-droite déterminée, appartenant au pôle du vrilloïde, occupe une position arbitrairement donnée dans l'espace.

Enfin, il existe dans le vrilloïde ∞^1 corps tels que les homo-

[1]) Par la notation (P), je représente le vrilloïde, admettant P comme corps polaire.

logues dans chacun d'eux d'un plan fixe du corps polaire se confondent en un seul et même plan arbitrairement choisi dans l'espace. La monosérie de ces corps est encore une couronne (¹).

V. Les relations entre les vrilles et les vrilloïdes

Ces relations sont absolument identiques à celles qui existent entre les droites et les plans de la Géométrie projective ordinaire : on n'en peut pas douter puisque les rapports projectifs entre les points, les droites et les plans de la Géométrie ordinaire se rattachent intimement à la notion de couples de points conjugués, et que la Géométrie des corps solides, avec ses corps orthogonaux, nous présente l'équivalent de cette notion.

Le raisonnement synthétique se transporte immédiatement dans le domaine de la Géométrie des corps. Appliqué aux êtres nouveaux que sont le *solide,* la *vrille* et la *vrilloïde*, il nous livrera, par les moyens connus, les propriétés élémentaires qui sont les analogues des faits classiques de la Géométrie ordinaire. Il suffira donc, sans entrer dans les détails, de présenter les nouveaux énoncés, en limitant les démonstrations à quelques remarques qui seraient elles-mêmes superflues si elles n'étaient parfois utiles à la clarté.

On voudra d'ailleurs observer que, bien que l'espace ponctuel qui sert de base à nos raisonnements soit lobatchewskien, les théorèmes énumérés dans un instant sont valables sans exception, ou du moins qu'ils n'en présentent que d'insignifiantes. C'est donc que l'espace de Lobatchewsky offre, relativement aux solides qui y sont contenus, tous les caractères de l'espace ponctuel *elliptique ;* il n'en ira pas autrement quand on passera au cas limite de l'espace euclidien.

1° *Par trois corps donnés à volonté, qui ne sont pas contenus dans une seule et même vrille, passe un vrilloïde et un seul.*

¹) Pour la généralité de cet énoncé, il faut remarquer que, dans l'espace hyperbolique, les couronnes peuvent affecter deux formes distinctes, selon qu'elles sont de *rotation* ou de *translation.*

Pour construire ce vrilloïde, il suffit en effet de déterminer le solide orthogonal aux trois corps donnés. Un tel solide existe toujours et il est unique de son espèce ; on en a vu la construction plus haut.

2° *Deux vrilles, qui possèdent un corps commun, déterminent un vrilloïde unique qui les renferme toutes deux.*

3° *Si deux corps font partie d'un même vrilloïde, tous les corps appartenant à la vrille qui joint les deux premiers font aussi partie du vrilloïde.*

Car le pôle du vrilloïde, étant orthogonal aux deux solides donnés, est conjugué à toute la vrille qui joint ces corps [1].

4° *Par deux corps, donnés à volonté, ou par la vrille qui les joint, passent* ∞^2 *vrilloïdes différents.*

Les pôles de ces vrilloïdes décrivent la vrille conjuguée à la vrille donnée. On remarquera que, comme il est naturel, à la monosérie qui constitue le faisceau de plans de la Géométrie réelle, correspond, par duplication, une bisérie de vrilloïdes en Géométrie imaginaire.

5° *Par un corps C passent* ∞^4 *vrilloïdes distincts, le lieu de leurs pôles est le vrilloïde ayant* C *pour corps polaire.*

6° *Deux vrilloïdes, (C) et (C′), admettant les corps C et C′ pour leurs pôles respectifs, se rencontrent toujours suivant une vrille.* L'intersection des deux vrilloïdes est la vrille conjuguée de celle qui joint les pôles C et C′.

7° *Si une vrille V n'est pas contenue dans un vrilloïde (P), leur intersection commune est un corps solide unique.*

Pour obtenir l'intersection, il suffira de déterminer le corps unique qui est orthogonal au pôle P du vrilloïde et à la vrille V′ conjuguée de la vrille donnée.

8° *Si deux vrilles appartiennent au même vrilloïde elles possèdent un corps commun.*

Cette propriété est la réciproque de celle qui nous apprend que deux vrilles concourantes appartiennent au même vrilloïde. Pour construire le corps commun, remarquons que les vrilles étant tracées dans le vrilloïde (P), leurs conjuguées se rencon-

[1] Ici et plus loin, j'étends sans explication, à la Géométrie imaginaire, le langage usité en Géométrie réelle.

trent sur P. Avec ces conjuguées construisons un nouveau vrilloïde dont Q soit le pôle. Le corps Q est l'intersection demandée, c'est la seule.

9° *Trois vrilloïdes, qui n'appartiennent pas au même faisceau, se rencontrent suivant un corps commun unique.*

L'intersection Q se trouve au pôle du vrilloïde formé avec les corps polaires des trois vrilloïdes donnés.

VI. Vrilles et Vrilloïdes perpendiculaires

En Géométrie non-euclidienne, la notion générale de *perpendicularité* se rattache, sous le point de vue projectif, à quelques idées simples. Rappelons-les sommairement en fixant l'usage de quelques termes qui vont servir avec une signification plus étendue, mais analogue, dans la Géométrie des corps solides.

Deux points, conjugués l'un de l'autre par rapport à la quadrique de l'infini, s'appellent encore *orthogonaux*. En Géométrie de Riemann, les deux points d'un couple orthogonal sont réels l'un et l'autre, ils sont séparés par la distance d'un quadrant. En Géométrie de Lobatchewsky, un seul des points du couple peut être réel, l'autre est idéal ; mais il se peut aussi que les deux points conjugués soient idéaux l'un et l'autre.

Deux plans sont *perpendiculaires, orthogonaux* ou *normaux* l'un sur l'autre, si leurs pôles sont des points conjugués. En Géométrie de Lobatchewsky, par exemple, des plans perpendiculaires entre eux sont les représentants réels de deux points conjugués idéaux.

Un plan et une droite sont dits *perpendiculaires, orthogonaux* ou *normaux* entre eux, lorsque la droite passe au pôle du plan ; dans ce cas, comme dans le précédent, il n'y a aucune distinction à faire entre les trois termes qui sont rigoureusement synonymes. Et l'on peut remarquer que si D et D′ (fig. 5) sont deux droites conjuguées les plans perpendiculaires à D sont ceux qui contiennent D′.

Deux droites D et E sont dites *perpendiculaires* (non concourantes) si l'une d'elles, E par exemple, rencontre la conjuguée D′ de l'autre; la définition, malgré l'apparence, est symétrique.

Lorsque deux droites perpendiculaires se rencontrent en un point, comme F et D, elles prennent le nom de droites *orthogonales* ou de droites *normales*. Autrement dit, les normales d'une droite D sont les sécantes qui sont communes à cette droite et à sa conjuguée, de sorte que les normales d'une droite sont aussi les normales de sa conjuguée.

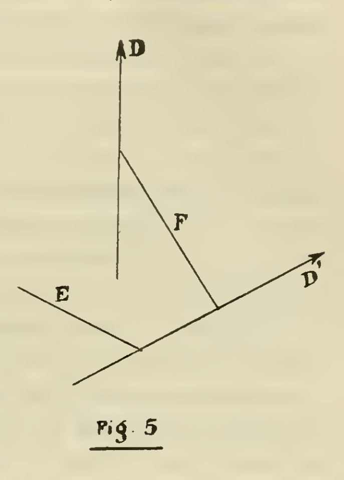


Fig. 5

Mais nous savons que les corps symétriques l'un de l'autre relativement à une droite quelconque représentent l'équivalent d'un couple conjugué de points imaginaires ; en outre, aux *droites* et aux *plans* de la Géométrie ordinaire correspondent, de manière parfaite, les *vrilles* et *vrilloïdes* de la Géométrie des corps solides.

Nous étendrons donc simplement aux *vrilles* et *vrilloïdes* les définitions données ci-dessus pour la perpendicularité. La fig. 5 qui exprime les relations entre éléments perpendiculaires ou orthogonaux nous servira encore à exprimer schématiquement les mêmes relations lorsque les éléments, devenus imaginaires, s'extériorisent dans le réel sous forme de corps solides.

Ainsi donc, seront dits *orthogonaux* ou *perpendiculaires* deux vrilloïdes dont les pôles sont orthogonaux, ou encore une vrille et un vrilloïde lorsque la première contient le pôle du second. De même, deux vrilles sont simplement *perpendiculaires* si l'une contient un corps appartenant à la conjuguée de l'autre; elles sont *normales* ou *orthogonales* si elles possèdent en outre un corps commun. Une vrille F, normale à une autre D, contient deux corps respectivement empruntés à D et à sa conjuguée D'.

Il résulte de ces définitions et des théorèmes énoncés au précédent chapitre que les propriétés classiques de la perpendicularité sont les mêmes pour les vrilles et les vrilloïdes perpendiculaires que pour les droites et les plans. Et nous pourrions

nous dispenser de les reproduire ici si, comme plus haut, le souci de la clarté ne nous obligeait de revoir succinctement la forme que présentent, avec de légères variantes, les relations anciennes appliquées aux nouveaux objets.

1° *Par un corps quelconque qui ne coïncide pas avec le pôle d'un vrilloïde (P), on peut abaisser une vrille, et une seule, qui soit normale au vrilloïde.*

Il suffit, pour l'obtenir, de joindre le corps C au pôle P du vrilloïde. L'intersection de la vrille normale s'appelle la *projection* de C sur (P). Et comme il y a, au total, ∞^4 corps compris dans (P), il existe aussi ∞^4 vrilles perpendiculaires à un vrilloïde donné.

2° Si le pôle P d'un vrilloïde (P) orthogonal à une vrille V chavire autour de toutes les droites normales à l'axe de la vrille il engendre une vrille V′ qui est conjuguée à V. Cette vrille V′ appartient au vrilloïde (P), et l'on peut dire, réciproquement, que *pour qu'un vrilloïde (P) soit normal à une vrille V, il faut et suffit qu'il contienne la vrille V′, conjuguée de la première.*

De la sorte, *par un corps donné quelconque C nous pouvons toujours abaisser un vrilloïde perpendiculaire à une vrille donnée V.*

Pour construire le vrilloïde (P) il suffit de joindre C à la vrille V′, conjuguée de V ; l'intersection de (P) et V s'appelle la *projection* de C sur V.

De là résulte que le vrilloïde normal est unique, ainsi que la projection, excepté si C fait partie de V′ ; dans ce cas tous les vrilloïdes contenant V′ sont perpendiculaires à V.

3° *Toute vrille T, contenue dans un vrilloïde (P) qui est perpendiculaire à une autre vrille V, est aussi perpendiculaire à V.*

En effet la condition de perpendicularité exige que T possède un corps commun avec V′ ; il en est bien ainsi puisque, par hypothèse, T et V′ sont tracés sur le même vrilloïde.

Si la vrille T, toujours contenue dans (P), contient la projection de V, elle est non seulement perpendiculaire mais normale à V. Donc *si une vrille est perpendiculaire à un vrilloïde elle est normale à toutes les vrilles qui passent par son pied dans le vrilloïde.*

4° *Par un corps C qui n'est contenu ni dans une vrille donnée*

V, ni dans sa conjuguée V', on peut, d'une seule manière, abaisser une vrille normale à V.

Il suffit, pour l'obtenir, de joindre C à sa projection sur V. Si C appartenait à V, toutes les vrilles issues de C et contenues dans le vrilloïde perpendiculaire à V, mené par C, seraient aussi normales à V. Donc, *par un corps donné d'une vrille, on peut élever* ∞^2 *vrilles normales formant par leur ensemble le vrilloïde normal.*

Si C appartenait à V', les ∞^2 vrilles qui joignent le corps aux ∞^2 solides contenus dans V seraient normales à V ; l'ensemble de ces normales forme un vrilloïde contenant V.

5° Reprenons une vrille V, orthogonale au vrilloïde (P), de manière que V contienne le pôle P. Suivant V menons un nouveau vrilloïde (A) ; son pôle A est orthogonal à la vrille V, donc au corps P qui y est contenu. Ainsi, *tout vrilloïde qui passe par une vrille normale au vrilloïde (P) est perpendiculaire à ce dernier.*

Réciproquement, *deux vrilloïdes normaux à un troisième se coupent suivant une vrille qui est orthogonale au dernier vrilloïde.*

L'intersection s'obtient en construisant la vrille conjuguée de celle qui réunit les pôles des deux vrilloïdes donnés.

6° Soient deux vrilles V et U, perpendiculaires mais non orthogonales l'une sur l'autre. Chacune renferme un corps appartenant à la conjuguée de l'autre ; par exemple U renferme un corps C qui est orthogonal à tous les corps de V.

Suivant V menons un vrilloïde (C), de pôle C, et soit A son intersection avec U. La vrille U, contenant le pôle C, est orthogonale au vrilloïde (C) ; elle est donc normale à toutes les vrilles qui, passant par son pied A, sont contenues dans le vrilloïde.

De là résulte que *si on projette tous les corps appartenant à une vrille V sur une vrille U qui lui est perpendiculaire, ces projections se confondent en un seul et même corps.*

Les deux vrilloïdes semblables à (C), menés respectivement par V et U sont, en outre, perpendiculaires l'un sur l'autre.

Cet ensemble de propriétés constitue le théorème des trois perpendiculaires.

VII. Nouvelles Propriétés de la Perpendicularité Parallélisme de Clifford

L'absence d'exceptions dans les théorèmes que nous venons de passer en revue souligne le caractère de la Géométrie des corps solides ; de plus en plus l'espace feuilleté se révèle comme doué des propriétés de l'espace ponctuel elliptique.

L'ensemble de ces analogies ne permet guère de mettre en doute que de même qu'on peut, dans la Géométrie de Riemann, tirer, de deux manières, une droite qui soit normale à deux droites données, on ne puisse également construire deux vrilles, et deux seulement, qui soient normales à deux vrilles données.

Désignons ces dernières par V et V′, par U et U′ leurs conjuguées. Le problème des vrilles normales se réduit à tracer les vrilles sécantes communes de quatre autres vrilles qui sont V, V′, U et U′.

Si une première sécante D était construite, la conjuguée de celle-ci, à savoir D′, serait une autre sécante commune.

En effet, les pôles de 4 vrilloïdes passant tous par D, puis respectivement par V, V′, U, ou U′, appartiennent d'une part aux vrilles U, U′, V, V′, de l'autre à la vrille D′, laquelle est ainsi sécante commune. On voit que si le problème des normales communes est déterminé, il est au moins du second degré.

Pour montrer qu'il atteint effectivement ce degré, il faudrait étendre aux vrilles les propriétés projectives connues des surfaces du second ordre, montrer qu'une quadrique de corps solides est rencontrée par une vrille suivant deux corps, etc. Une telle extension, établissant l'existence d'un double système de génératrices qui sont des vrilles, fournirait immédiatement une foule de théorèmes tels que le suivant.

Neuf positions arbitraires d'un même corps solide étant données, il existe une tétrasérie de positions contenant celles-ci, tétrasérie telle qu'elle se décompose, de deux manières différentes, en une bisérie de vrilles.

Mais au lieu de suivre cette marche banale, laquelle, bien que basée sur des analogies immédiates, offre probablement des

points délicats, nous allons en adopter une autre, beaucoup plus instructive, qui repose directement sur la conception du corps solide.

Il nous faut d'abord transformer la définition donnée plus haut pour le système de deux vrilles orthogonales entre elles.

Soient C le corps commun à deux vrilles V et V', normales entre elles, dont nous désignons les axes par v et v'. Les vrilles étant orthogonales, il faut que l'une d'elles, V' par exemple, contienne un corps C' qui appartienne à la conjuguée de V et qui, par suite, soit orthogonal à C. Pour que le renversement autour de v', qui conduit C sur C', nous donne un corps C' conjugué à la vrille V, il est clair qu'il doit avoir lieu autour d'un axe qui rencontre v à angle droit. La condition est suffisante, on le voit à l'instant.

Donc, *on obtient tous les systèmes possibles de deux vrilles normales en imprimant à un même corps deux mouvements hélicoïdaux indépendants autour de deux droites rectangulaires* v *et* v'.

La nouvelle définition de l'orthogonalité donne pour les problèmes concernant les vrilles normales des solutions très simples. Prenons, par exemple, celui de la normale à abaisser d'un corps C sur une vrille V.

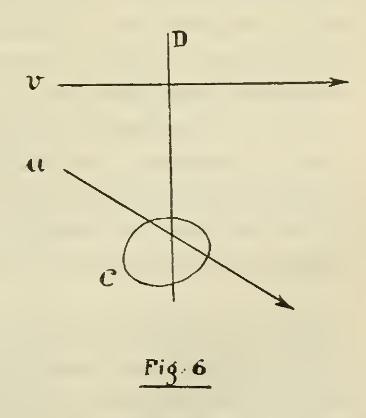


Fig. 6

Marquons dans le corps C, en u par exemple (fig. 6) la droite qui occupe dans ce corps une situation homologue à celle de l'axe v parmi les corps formant la vrille V ; pour la clarté, les deux droites ont été munies d'un sens, la flèche regardant la même extrémité du corps.

Menons la perpendiculaire commune D aux deux droites v et u et imprimons à la droite u, solidaire du corps C, une torsion autour de D, de manière à l'amener en définitive à coïncider avec v ; il est clair que si C participe au mouvement il décrit la

vrille normale cherchée. Sa position finale est la projection de C sur V.

La construction précédente est parfaitement déterminée. sauf dans le cas où les deux droites v et u coïncideraient ([1]). Le corps C fait alors partie de la vrille V, et le problème comporte autant de solutions qu'il existe de droites D, dans la recticongruence d'axe v, à savoir ∞^2. L'ensemble des vrilles ainsi tracées forme un vrilloïde normal à V.

Nous trouvons ainsi, sous une nouvelle forme, la condition d'orthogonalité entre vrilles et vrilloïdes; elle est corrélative de la seconde définition donnée plus haut pour le vrilloïde, définition qui ne nous a pas encore servi. Voici la nouvelle condition :

Si un corps C décrit une vrille d'axe v, *et si, en second lieu, ce même corps engendre un vrilloïde en glissant et tournant le long de toutes les arêtes qui forment la recticongruence d'axe* v, *la vrille et le vrilloïde successivement tracés par le corps C sont normaux l'un sur l'autre.*

On remarquera que la vrille V′, conjuguée de V, appartient au vrilloïde quel que soit le corps descripteur C. Pour obtenir les différents solides qui composent V′, il suffit que C chavire autour des arêtes de la recticongruence; ces renversements sont contenus, comme mouvements particuliers, dans ceux qu'exécute C pour engendrer le vrilloïde.

La nouvelle notion d'orthogonalité est donc de tout point conforme à l'ancienne; il est inutile de poursuivre dans le détail l'analyse des problèmes déjà résolus au paragraphe précédent. Le seul qui restait en suspens se traite de la manière la plus simple par les moyens dont nous disposons maintenant.

Soient C le corps, considéré à part (fig. 7), u et u' deux droites solidaires de ce corps qui vont servir d'axes à deux vrilles successivement engendrées par le solide C. Pour la clarté, considérons ces droites comme des vecteurs en leur assignant un sens par le moyen d'une flèche marquée à une de leurs extrémités.

[1]) Qu'on n'oublie pas ici que nous raisonnons dans l'espace hyperbolique.

Soient maintenant U et U′ deux demi-droites qui figurent les axes des précédentes vrilles considérées dans leurs positions véritables. Nommons *d*, la normale commune aux droites *u* et *u*′, D celle relative aux droites U et U′.

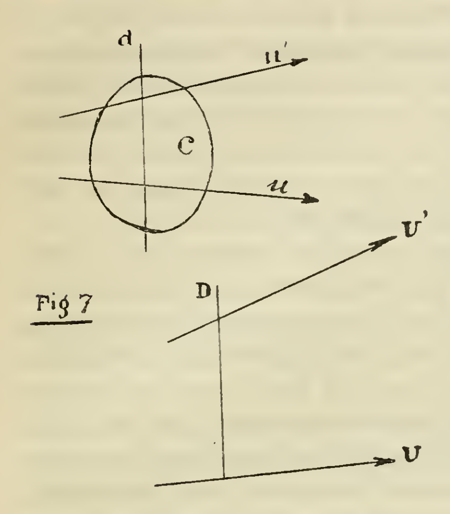


Fig 7

S'il existe une vrille normale aux vrilles U et U′, son axe ne peut être que D, ainsi que nous le savons depuis le début de ce paragraphe. Transportons donc le solide C dans la situation C′, de manière que *u* coïncide avec U et *d* avec D. Si C′ part de cette position pour engendrer la vrille D (fig. 8), cette dernière est bien normale à la vrille U ; elle sera aussi normale à U′, puisque *u*′ rencontrant D à angle droit une torsion convenable autour de la droite D amènera *u*′ sur sa correspondante U′.

Il importe de remarquer que les sens suivant lesquels se correspondent les lignes *d* et D est arbitraire ; en intervertissant ce sens, comme l'indique la figure [1], nous trouvons précisément deux vrilles qui sont normales aux vrilles données. Elles sont conjuguées entre elles, et l'on obtient l'une en renversant l'autre autour des droites appartenant à la recticongruence dont l'axe est D.

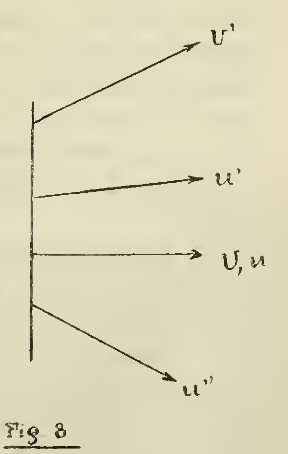


Fig 8

[1]) *u*′ et *u*″ y représentent les deux positions possibles de la droite *u*′.

En Géométrie de Lobatchewsky la construction précédente admet les exceptions suivantes. Si U et U′ sont parallèles la droite D est rejetée à l'infini; *d* serait de même à l'infini si c'étaient *u* et *u′* qui devenaient parallèles. Laissons de côté ces cas limites; il ne reste que ceux où U coïncide avec U′, ou bien *u* avec *u′*. Ces deux cas correspondent à ce qu'on appelle, en Géométrie riemannienne, le *parallélisme de Clifford;* ils fournissent même, pour le phénomène du parallélisme, une interprétation aussi simple que remarquable.

Généralisant le langage nous dirons donc que deux vrilles V et V′ sont *parallèles au sens de Clifford* lorsque les axes de ces vrilles coïncident dans l'espace, ou encore, lorsque les deux axes, différents dans l'espace, sont homologues l'un de l'autre par rapport au corps descripteur. Les deux cas du parallélisme peuvent être réunis, mais alors les deux vrilles sont identiques.

On voit immédiatement, comme une conséquence particulière de la construction précédente, que si deux vrilles sont parallèles au sens de Clifford toute vrille normale à l'une et qui rencontre l'autre sera aussi normale à celle-ci. De la sorte un couple de vrilles parallèles admet un système de ∞^2 normales communes.

Les propriétés du parallélisme de Clifford se déduisent facilement de ce qui précède; elles sont identiques à celles du parallélisme ordinaire de la Géométrie euclidienne, sauf un point. Les vrilles parallèles ne sont jamais situées dans le même vrilloïde; il en résulte, comme nous allons voir, que par un corps C, extérieur à une vrille V, passent deux vrilles parallèles à celles-ci.

Pour obtenir la première parallèle, il faut imprimer au corps C un mouvement hélicoïdal quelconque autour de l'axe *v* de la vrille V; on aura la seconde en vrillant le solide C autour de la droite V′ homologue de *v* par rapport à C.

Soit (fig. 9) C_1 C_2 la vrille normale à une vrille V, élevée par le corps C_1, lequel appartient à V. Si on imprime à cette vrille C_1 C_2 un mouvement hélicoïdal autour de l'axe *v*, de manière que C_1 arrive en C_3, et en même temps, C_2 en C_4, la vrille C_2 C_4 est parallèle à la vrille C_1 C_3 comme ayant le même axe que celle-ci, à savoir *v*. Mais C_1 C_2 et C_3 C_4 sont aussi parallèles, au

second sens du terme, puisque les axes de ces deux vrilles sont homologues l'un de l'autre relativement au corps descripteur.

A l'inverse, on aurait pu définir d'abord deux vrilles quelconques C_1 C_2 et C_3 C_4, d'axes homologues, par suite parallèles au second sens. Dans ce cas, il existe toujours un mouvement hélicoïdal qui amène l'une en coïncidence avec l'autre, et l'axe de ce mouvement, ou v, est la normale commune aux axes des vrilles données. Si C_1 et C_3 d'une part, C_2 et C_4 de l'autre, se correspondent dans le mouvement hélicoïdal susmentionné, les vrilles C_1 C_3 et C_2 C_4 seront parallèles au premier sens du mot. Ces propriétés sont identiques à celles que possède le rectangle en Géométrie euclidienne. La ressemblance des deux ordres de faits devient plus parfaite encore, si on remarque qu'une même torsion transporte C_1 sur C_3 et C_2 sur C_4, et que deux autres torsions, intrinsèquement identiques, transportent à la fois C_1 sur C_2 et C_3 sur C_4. C'est dire que les deux couples de corps qui se font face sur les côtés opposés du rectangle doivent être regardés comme *équidistants*.

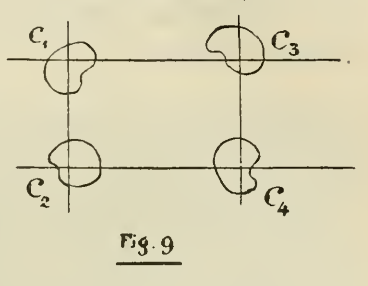


Fig. 9

VIII. Notions Métriques

Au point où nous sommes parvenus, les notions métriques n'ont joué, dans la Géométrie des corps solides, qu'un rôle effacé ; elles n'y sont pas absentes puisqu'elles interviennent implicitement dans la conception même du mouvement hélicoïdal, laquelle est à la base de toute la théorie. Il n'en est pas moins vrai que l'idée de *mesure* est restée jusqu'ici à l'arrière plan ; c'est elle, au contraire, qui est appelée à intervenir, de la manière la plus positive, dans l'étude des propriétés qui nous restent à voir. Ces propriétés métriques doivent nous conduire enfin à représenter un corps solide à l'aide de *coordonnées* qui en fixent la position dans l'espace.

Parmi les différentes manières d'établir les relations métriques entre deux ou plusieurs corps solides, j'en utiliserai presque exclusivement une seule; le procédé consiste à substituer aux solides certaines droites, qui les représentent, et la représentation est *congruente*, dans ce sens que les rapports métriques entre les corps sont identiques à ceux qui existent entre leurs images rectilignes.

Distance de deux corps. On sait comment se définit l'*intervalle,* ou pour employer un terme qui ait l'avantage de rappeler des analogies profondes, la *distance* de deux corps solides.

Le mouvement hélicoïdal qui conduit un corps sur un autre, se compose d'une rotation et d'un glissement le long d'un axe fixe. Soient u' la *moitié* de la rotation, et u'' la *moitié* du glissement; soit encore i l'unité imaginaire, alors la *distance*, ou l'*intervalle* des deux corps est la quantité complexe

$$u' + iu'' .$$

Rangeons les deux corps dans l'ordre C_1 C_2, prenons à volonté le sens de l'axe de la torsion qui amène C_1 sur C_2. Alors u'' est positif ou négatif selon que le glissement a eu lieu dans le sens de l'axe ou en sens opposé; quant à l'angle de rotation $2u'$, si nous le comptons dans le sens dextrorsum autour du même axe, suivant les règles trigonométriques, il admettra une infinité de déterminations possibles contenues dans la formule générale $2u' + 2k\pi$. La moitié u' n'est ainsi connue qu'aux multiples près du module π. Si, d'autre part, on change le sens de l'axe, ou qu'on intervertisse l'ordre des corps, les quantités u' et u'' changeront de signes.

En un mot, l'*intervalle*, variable suivant la manière de l'estimer, admet une infinité de valeurs différentes, données par la formule

$$\pm (u' + iu'' + k\pi) \qquad \text{ou} \qquad \pm (u + k\pi) ,$$

où k joue le rôle d'un entier quelconque positif ou négatif.

L'indétermination inhérente à la notion de distance de deux solides n'a aucune importance. Qu'on donne une quelconque de ses valeurs, ainsi que l'axe de la torsion qui conduit le premier corps sur le second, l'*amplitude* de cette torsion et la situation

relative de deux corps sont connues sans ambiguité. D'ailleurs l'intervalle n'intervient ordinairement que par son cosinus ; c'est une quantité complexe, connue au signe près, et que j'appellerai souvent l'*invariant* [1] des deux corps. Sa valeur est

$$\cos u = \cos(u' + iu'') = \cos u' \operatorname{ch} u'' - i \sin u' \operatorname{sh} u'' ,$$

formule qui devient, pour le cas euclidien [2]

$$\cos u = \cos u' - iu'' \sin u' .$$

Il importe de remarquer que les définitions précédentes n'ont pas un caractère d'absolue généralité. Dans la Géométrie de Lobatchewsky certains mouvements particuliers, dits *horicycliques,* ne sont équivalents à aucune torsion ; ils dérivent du mouvement hélicoïdal, comme cas limites, quand l'axe de la torsion, d'abord à distance finie, s'éloigne à l'infini. Qu'on prenne, par exemple, les symétriques d'un même corps par rapport à deux droites parallèles ; le mouvement qui conduirait les positions finales du corps l'une sur l'autre est précisément horicyclique.

Dans le cas du mouvement horicyclique, la notion de *distance* s'évanouit ; mais celle d'*invariant* subsiste. On voit aisément que la valeur de l'invariant, dans ce cas singulier, est égale à ± 1 ; c'est la même valeur qu'on obtient pour l'invariant de deux corps coïncidents. Il importe de ne pas confondre ces deux cas, si différents, de la coïncidence et de l'horicyclisme, quoiqu'ils ne puissent être distingués l'un de l'autre par la valeur de l'invariant [3].

Rappelons encore qu'à l'inverse de ce qui a lieu pour deux points la *distance* de deux corps ne suffit pas pour fixer la situation relative de ces corps dans l'espace. Il faut joindre à cette donnée l'axe de la torsion par le moyen de laquelle un des corps s'applique sur l'autre. Mais, ainsi que nous l'avons déjà dit dans une circonstance analogue, cette différence avec la Géomé-

[1]) Pour rappeler qu'elle ne dépend pas d'un système particulier de référence.

[2]) Dans ce cas l'imaginaire i doit vérifier la condition $i^2 = 0$, au lieu de $i^2 = -1$.

[3]) De même en Géométrie euclidienne, l'invariant est égal à ± 1, non seulement si les deux solides coïncident, mais encore toutes les fois qu'ils sont orientés semblablement.

trie ponctuelle n'a rien de fondamental, et pour la voir s'évanouir, il suffit de soumettre l'espace feuilleté à la totalité des mouvements dont il est susceptible. Dans l'ensemble des mouvements *complexes,* les mouvements *réels,* seuls pris en considération tout à l'heure, sont une imperceptible minorité ; on conçoit que ces mouvements spéciaux puissent manifester certaines propriétés d'invariance qui n'appartiennent pas au système complet de tous les mouvements.

THÉORÈME FONDAMENTAL. [1]. *Si on prend les symétriques d'un même corps C_0, en le faisant chavirer successivement autour de deux droites telles que L_1 et L_2, l'intervalle des positions finales C_1 et C_2, est le même que celui des droites.*

Le théorème est presque évident (fig. 10). Soit D la normale commune aux axes L_1, L_2 ; a_1 et a_2 les points du corps C_0 où elle rencontre ces axes. Dans le premier renversement subi par le corps C_0, autour de la droite L_1, a_1 reste fixe, a_2 vient en A_2, et l'on a $a_1 A_2 = a_1 a_2$. Dans le second renversement, autour de L_2, a_2 reste fixe, a_1 vient en A_1 et l'on a $a_2 A_1 = a_1 a_2$.

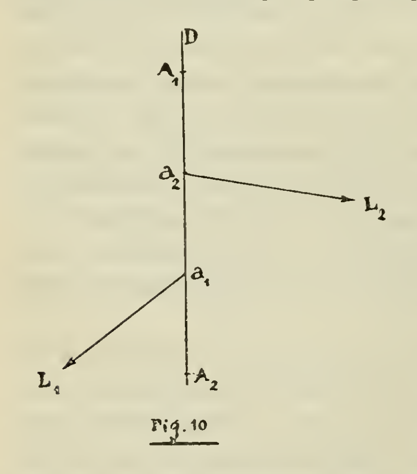


Fig. 10

Ainsi donc la droite D est commune aux corps C_1, C_2. C'est autour de cette droite que C_1 glisse pour venir s'appliquer sur C_2 ; quant à la grandeur du glissement, soit $a_1 A_1$ ou $A_2 a_2$, elle est bien égale au double de la distance des deux axes, soit $a_1 a_2$.

Si maintenant on envisage trois plans P_0, P_1, P_2 qui, passant par la ligne D, occupent respectivement les mêmes positions dans les trois corps C_0, C_1 et C_2, il est clair que l'angle des deux derniers plans est deux fois plus grand que celui formé par

[1]) Déjà cité dans ma *Note. Archives,* t. XL, p. 460.

les droites L_1 et L_2. Le fait est identique avec la propriété connue de l'optique géométrique ; *si un miroir tourne autour d'un axe perpendiculaire à un rayon lumineux, le rayon réfléchi tourne de l'angle double.*

Il importe de remarquer que C_1 et C_2 peuvent être deux positions arbitraires du corps solide ; le théorème fondamental peut donc revêtir encore la forme suivante.

Soit D l'axe de la torsion qui amène un des corps en coïncidence avec le second. Perpendiculairement à la droite D, traçons une paire de droites L_1 et L_2, dont chacune rencontre D : *il suffit que l'intervalle des deux droites soit égal à celui des solides donnés pour que le symétrique de C_1, relativement à L_1, soit identique avec le symétrique de C_2 par rapport à L_2.* Les ∞^2 corps, orthogonaux communs à C_1 et C_2, s'obtiendront en faisant glisser et tourner, le long de la droite D, le couple L_1 L_2 dont la forme est déterminée et la position variable.

Revenons à l'énoncé primitif, et rappelons que l'*intervalle* de deux droites ne saurait être défini avec précision que si elles sont *dirigées*, c'est-à-dire ont été converties en vecteurs à l'aide de flèches apposées à leurs extrémités.

Qu'on se place sur la perpendiculaire commune, les pieds sur l'une des droites. la tête au delà de la seconde ; l'angle dont il faudra tourner, dans le sens direct, le premier vecteur pour que l'observateur le voie disparaître derrière le second, représente la partie réelle de l'intervalle ; quant à la partie imaginaire, elle est égale à la grandeur même de la perpendiculaire. Si on détermine la situation relative des deux droites à l'aide de l'*invariant,* égal au cosinus du dit intervalle, la règle ne laissera subsister aucune ambiguïté, et redonne le même résultat quand on alterne les deux droites.

Quant à la distance qui sépare deux corps, elle n'est connue qu'aux multiples près de la quantité π, et son cosinus comporte une indétermination de signe. Il faut donc revenir sur l'égalité indiquée par le théorème fondamental, afin d'en préciser nettement les conditions. Concevons, dans ce but, que quand un corps chavire autour d'un vecteur, ce soit toujours dans le sens dextrorsum qu'ait lieu la rotation de 180° d'amplitude.

Cela posé, admettons qu'un corps mobile C se rende de C_1 à C_2 en décrivant, dans la vrille qui joint ces corps, un mouvement entièrement déterminé, et prenons dans la vrille conjuguée un corps fixe C_0, lequel sera nécessairement orthogonal à C dans toute la série des positions de ce dernier. Si on suppose que l'axe du renversement qui conduit C_0 sur C ne puisse varier que d'une manière continue, on reconnaît immédiatement que les positions finales du dit axe sont séparées par un intervalle précisément égal à celui des corps C_1 et C_2.

Relation trigonométrique. Soit C un corps solide qui décrit tour à tour deux vrilles V et V′, d'axes (V) et (V′), en se déplaçant, dans chacune, des quantités v et v', de manière à occuper finalement les positions A et A′. Si Ω est l'intervalle des axes (V), (V′), et que ω représente la distance $\overline{AA'}$, je dis que nous avons la relation trigonométrique

$$\cos\omega = \cos v \cos v' + \sin v \sin v' \cos\Omega \ . \qquad (1)$$

Pour faire la preuve de cette proposition fondamentale, prenons un système d'axes coordonnés direct, dont l'axe des z soit la normale commune aux axes (V) et (V′). Traçons un seul des axes, (V) par exemple, et nommons $\varphi = \omega' + i\omega''$, sa distance à $\overline{OX}$.

Nommons C′ la position occupée par C quand on imprime à ce dernier une rotation de 180°, rétrograde autour de $\overline{OZ}$. La distance $v = \overline{CA}$ est égale, nous le savons, à l'intervalle qui sépare les axes des deux renversements qui ramènent le corps C′ tantôt sur C, tantôt sur A. L'un de ces axes est $\overline{OZ}$ lui-même; soit α l'autre, nécessairement normal à la ligne (V), comme le montre la fig. 11. Il nous faut, d'après les règles de la Géométrie réglée, les coordonnées complexes de la droite α par rapport à notre système d'axes [1].

Les coordonnées du vecteur (V) sont évidemment

$$\cos\varphi\ , \qquad \sin\varphi\ , \qquad 0\ ;$$

[1] Un mode d'exposition qui éviterait ce recours à la Géométrie réglée serait certainement de beaucoup supérieur à celui que j'adopte ici par motif de brièveté.

celles de α, que j'appelle λ, μ, ν, se déterminent en écrivant que ce vecteur est normal au précédent et à la distance v de l'axe OZ. On a ainsi

$$\lambda \cos \varphi + \mu \sin \varphi = 0 \ , \qquad \nu = \cos v \ ,$$

puis, comme toujours,

$$\lambda^2 + \mu^2 + \nu^2 = 1 \ .$$

De là

$$\lambda = \pm \sin v \sin \varphi \ , \qquad \mu = \mp \sin v \cos \varphi \ , \qquad \nu = \cos v \ ,$$

et c'est le signe supérieur qui convient, comme on voit par l'hypothèse $\varphi = 0$, laquelle ramène (V) dans la situation OX.

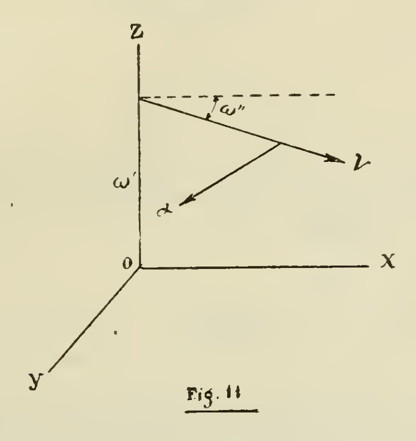


Fig. 11

Les coordonnées de l'axe α', autour duquel C' doit basculer pour venir se mettre sur A', seraient de même

$$\lambda' = \sin v' \sin \varphi' \ , \qquad \mu' = - \sin v' \cos \varphi' \ , \qquad \nu' = \cos v' \ .$$

Enfin la distance des axes α, et α', c'est-à-dire celle des corps A et A' eux-mêmes, vaudra

$$\cos \omega = \lambda\lambda' + \mu\mu' + \nu\nu' = \cos v \cos v' + \sin v \sin v' \cos (\varphi - \varphi') \ .$$

C'est la même formule que (1), puisque $\Omega = \pm (\varphi - \varphi')$.

Le mode de construction nous a conduit à donner à la *distance* ω des positions extrêmes A et A' une signification précise ; cela provient du fait que le corps C a exécuté deux mouvements parfaitement définis, dans les vrilles V et V', avant de s'arrêter finalement en A et en A'. Il va de soi que le plus souvent on ne

se trouvera pas dans des conditions aussi nettes ; on écrira alors la formule avec l'ambiguïté de signe

$$\pm \cos \omega = \cos v \cos v' + \sin v \sin v' \cos (\varphi - \varphi') , \qquad (2)$$

qui n'en limite aucunement l'emploi.

L'équation (1), ou (2), laquelle n'est autre que la relation connue des distances de trois points dans l'espace elliptique, illustre de nouveau la parenté qui existe entre la Géométrie des corps solides et la Géométrie ponctuelle. La formule s'interprètera schématiquement à l'aide d'un triangle (fig. 12).

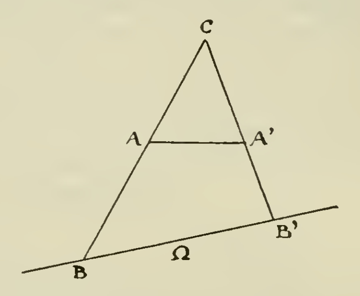


Fig 12

Le sommet C y représente le corps faisant fonction d'origine, les droites CA, CA′ y figurent les vrilles décrites par C ; les longueurs des segments sont les déplacements dans chacune de ces vrilles ; les points B et B′, placés dans le plan conjugué à C, à la distance Ω, représentent les projections de C sur le vrilloïde (C), et ainsi de suite.

(A suivre.)

NOUVELLES RECHERCHES

SUR LA

DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE SOLAIRE

PAR

E. SCHWOERER

J'ai l'honneur de présenter au monde savant un instrument l'*hélio-thermophore,* qui a pour but de mesurer, d'une façon continue, la quantité de chaleur solaire absorbée par une surface donnée.

L'utilité d'un pareil instrument est manifeste. Dans un rapport présenté au Congrès international de Physique, en 1900, Crova a résumé l'ensemble de nos connaissances sur la quantité de chaleur que la Terre reçoit du Soleil. Ce savant a porté son examen à la fois sur la méthode d'investigation, sur les instruments employés et sur les formules utilisées pour tirer des observations recueillies, la valeur de la quantité de chaleur que l'on désigne sous le nom de *constante solaire.*

De son côté, M. Violle, dont on connaît les beaux travaux sur ce sujet, fait remarquer que, pour plusieurs raisons, cette quantité n'est sans doute pas une constante véritable, et cela expliquerait, en partie, les divergences des résultats obtenus par les observateurs. Mais il y en a d'autres plus évidentes. La quantité cherchée est, par définition, le nombre de petites calories reçues, par minute, sur une surface de un centimètre carré douée d'un pouvoir absorbant égal à 1, exposée normalement aux rayons du Soleil supposé à la distance moyenne de la Terre et dans le vide, c'est-à-dire soustrait à l'absorption de notre atmosphère. Or, dans les observations que nous pouvons faire,

les radiations qui émanent du Soleil ne nous parviennent qu'après avoir traversé l'épaisse couche d'air qui nous enveloppe et qui, étant toujours plus ou moins chargée de vapeur d'eau, etc., absorbe une proportion variable de ces radiations. La quantité de chaleur que mesurent nos instruments n'est donc qu'une fraction réduite de celle qu'ils recueilleraient, si notre atmosphère n'existait pas.

Il en est de même pour les observations faites sur les hauteurs, car les altitudes les plus élevées auxquelles nous puissions porter nos instruments sont encore bien faibles par rapport à l'épaisseur de notre atmosphère. On n'évite, par ce moyen, que l'absorption due aux couches inférieures qui, de fait, sont les plus chargées de vapeurs et de poussières. Mais les résultats que l'on obtient ainsi, pour être un peu meilleurs, ne sont pas encore très concordants, et cela s'explique par la variabilité incessante des conditions atmosphériques, de sorte que, dans le cours d'une année, il ne se trouve qu'un très petit nombre de jours qui fournissent des observations satisfaisantes. Il est donc à craindre que nous restions encore longtemps privés d'une connaissance à peu près exacte de la valeur de la constante solaire, mais nous pouvons toujours chercher à perfectionner les instruments qui ont été employés pour cette mesure et espérer que la solution du problème nous sera donnée par l'organisation d'un système d'observations régulières, effectuées dans des observatoires choisis spécialement au point de vue du climat et de la pureté du ciel.

Pouillet est le premier physicien qui ait réussi, à l'aide de son pyrhéliomètre, à tirer de ses nombreuses observations une valeur qui donne l'ordre de grandeur avec une approximation suffisante. Cet instrument est bien connu. Rappelons seulement qu'il est monté sur un support à inclinaison variable et que l'on peut faire tourner la boîte d'argent qui sert de calorimètre autour d'un axe qui coïncide avec l'axe du thermomètre ; ce mouvement est nécessaire pour agiter l'eau et répartir dans toute la masse liquide la chaleur absorbée par la surface insolée.

A première vue, il ne semble pas que, dans ces conditions, ce mode d'agitation soit bien efficace, et l'on peut douter que

le résultat soit suffisamment approché, si l'on a égard à la faible conductibilité de l'eau.

J'ai pensé que l'on opérerait dans de meilleures conditions, en modifiant la méthode suivie jusqu'ici par les physiciens et en employant l'instrument dont voici la description succincte.

Le calorimètre est constitué essentiellement par un récepteur métallique rectangulaire de 0 m^2,02 de surface, formé d'une boîte peu épaisse, à la partie inférieure de laquelle est ménagée une double enveloppe vide d'air, et dont la face qui doit être exposée au Soleil est en plaqué d'argent, très mince, recouvert de vernis noir mat. Cette boîte étant convenablement orientée, on fait arriver l'eau à la base par un canal interne, percé de petits trous, dans lequel est placé un thermomètre très sensible à long réservoir et de faible diamètre qui mesure la température moyenne de l'eau à l'entrée. Cette eau s'élève en lance mince le long de la face insolée, s'y échauffe en s'emparant de la quantité de chaleur absorbée par la plaque noircie, à mesure de cette absorption, et arrive à la partie supérieure où se trouve un canal, identique au précédent, par lequel elle s'écoule en contournant le réservoir d'un autre thermomètre, pareil au premier, qui mesure la température moyenne de l'eau à la sortie. Cette action demeurant constante, une certaine température de régime s'établira dans l'eau en circulation après quelques minutes de fonctionnement. A partir de cet instant, l'eau gardera dans le récepteur une température stable et d'autant plus élevée, dans de certaines limites, que le volume d'eau en circulation sera plus réduit. Tout le système occupe le fond d'une boîte protectrice assez longue, ayant pour but de diriger les rayons solaires normalement sur la plaque noircie en s'opposant au rayonnement latéral de cette plaque et en évitant les pertes de chaleur que ce rayonnement pourrait déterminer.

En réglant la vitesse d'écoulement de façon que la différence entre les deux thermomètres reste constante et en pesant l'eau recueillie pendant la durée de l'expérience, on peut calculer la quantité de chaleur absorbée dans l'unité de temps par l'unité de surface.

L'usage de cet instrument est, comme on voit, des plus simples.

Désignons par :

Π le poids d'eau écoulé en un temps Θ ;

$(t_1 - t_0)$ l'échauffement de l'eau produit par la surface S ;

C la chaleur spécifique du liquide à $\frac{t_0 + t_1}{2}$;

K un coefficient instrumental dépendant aussi du pouvoir absorbant du noir qui n'est pas absolu,

on a visiblement, en posant

$$\frac{\Pi}{\Theta} = \mathrm{P}, \qquad \frac{\mathrm{K}}{\mathrm{S}} = \mathrm{A},$$

$$\mathrm{ACP}(t_1 - t_0) = \mathrm{Q} + c,$$

Q étant la quantité de chaleur absorbée par unité de temps et par unité de surface, et c une correction relative aux quantités de chaleur que perd ou gagne le calorimètre par suite de la différence de température des parois avec celle de l'air ambiant. La valeur de c, très petite si l'instrument est bien protégé, est aisée à determiner dans chaque cas particulier. Il suffit pour cela, à un moment convenable, de couvrir l'appareil de façon à le mettre à l'abri des rayons solaires et d'observer, dans ces nouvelles conditions, les variations de température en un temps donné.

Le grand avantage que présente l'instrument que je viens de décrire est de pouvoir servir, à volonté, à déterminer les quantités de chaleur solaire absorbées soit en une minute, soit pendant plusieurs heures. Il a déjà convenablement fonctionné et les résultats numériques en seront publiés, dès qu'ils auront atteint le degré de certitude et de généralité que l'on est en droit d'exïger d'un problème dont la solution a une si grande importance dans la Physique de l'Univers.

LA CHARGE DE LA SOIE

AVEC DU CHLORURE STANNIQUE

UNE RÉACTION CHIMIQUE

PAR

Fr. FICHTER et Emile MULLER

(Rédaction française par J. Piccard)

La charge de la soie avec du chlorure stannique est une opération qui a été de la plus haute importance pour le développement de l'emploi industriel de la soie. Outre le chlorure stannique on utilise dans un traitement postérieur du phosphate et du silicate de soude, et la littérature [1] qui traite de ce sujet au point de vue historique et technique est considérable. Elle nous fournit un précieux matériel d'observation, qui a déjà donné naissance à mainte hypothèse. Nous avons essayé d'aborder le problème d'une façon purement scientifique et de contribuer ainsi à l'explication du phénomène.

[1]) Nous donnons les citations suivantes, sans toutefois prétendre qu'elles soient complètes :

R. Gnehm et E. Bänziger, *Färber-Ztg.*, 1897, **8**, 1, 18. — R. Gnehm et W. Dürsteler, *ibid.*, 1905, **17**, 217, 233, 249, 269, 286, 299. — P. Heermann, *ibid.*, 1903, **14**, 37, 117, 142, 335, 350, 417; 1904, **15**, 76, 165, 183, 197, 325, 345; 1905, **16**, 66, 323, 340; 1906, **17**, 343. — Id., *Chem. Ztg.*, 1911, **35**, 829; 1914, **38**, 193, 211. — Id., *Mit. Mat. prüfungs-Anst. Gr. Lichterfelde*, 1913, **31**, 289. — F. Severini, Atti del VI Congresso int. di Chim. appl., vol. **3**, 352 (Roma, 1906). — E. Ristenpart, *Färber-Ztg.*, 1909, **20**, 233, 250. — P. Sisley, *Chem. Ztg.*, 1911, **35**, 621. — H. Ley, *ibid.*, 1912, **36**, 1405, 1466. — E. Stern, *ibid.*, 1914, **38**, 751. — Id., *Z. f. anorg. Chem.*, 1914, **27**, 497.

1. *La charge de la soie avec du chlorure stannique*

Le procédé en lui-même est extrêmement simple. La soie, une fois dégommée et cuite, est trempée dans une solution assez concentrée de chlorure stannique (généralement 30° Be' = 13,11 % Sn ou 28,73 % $SnCl_4$ [1]; au bout d'une heure ou deux (rarement plus) nous pouvons sortir la soie et la laver. Son poids aura augmenté d'environ 10 à 12 %. La charge, qui est de l'acide stannique, se trouve évidemment à l'intérieur de la fibre, qui ne perd ainsi rien de son brillant, mais dont le diamètre sera augmenté. La soie, ainsi chargée et lavée, est susceptible d'absorber une seconde fois du chlorure stannique, qui au lavage se transformera aussi en acide stannique. Nous observons, à chaque nouveau passage, une augmentation de poids à peu près égale à la première.

Pour le moment, nous voulons nous borner à n'envisager que ce simple phénomène; ce ne sera que dans le dernier chapitre que nous parlerons du traitement au phosphate de soude etc., de la soie ainsi chargée.

La soie, traitée au chlorure stannique, ne contient après le lavage — abstraction faite d'une petite quantité d'acide chlorhydrique retenue par la fibre — que de l'acide stannique. Par contre, la concentration des bains de chlorure stannique est diminuée par chaque passage, mais le rapport Sn : Cl y reste constant. Il s'en suit que la soie absorbe le chlorure stannique tel quel et que ce n'est qu'au lavage que la formation d'acide stannique a lieu par hydrolyse.

A première vue, l'hypothèse suivante nous paraîtra la plus vraisemblable : la fibre est d'abord imbibée de chlorure stannique d'une façon tout à fait indépendante de sa constitution chimique. Au lavage, ce sel est hydrolysé : l'acide sort par diffusion de la fibre, qui grâce à son caractère colloïdal, agit comme tube dialyseur ; les sels basiques par contre et l'acide stannique qui sont des colloïdes, restent à l'intérieur de la fibre (Sisley, Ley).

[1]) P. Heermann, *Chem. Ztg.*, 1907, **31**, 680.

Une hypothèse de ce genre n'est nullement suffisante, car elle ne nous donne pas d'explication sur le fait prouvé par l'expérience que ce n'est que la soie, qui se laisse charger avec du chlorure stannique, tandis que d'autres fibres non moins colloïdes (coton, soie artificielle, laine [1]) ne se laissent pas charger ainsi.

P. Heermann a démontré que la soie fixe aussi bien plus d'acide stannique que cela ne serait possible, d'après l'hypothèse purement mécanique d'imprégnation ; il rendit aussi attentif à l'augmentation de la température qu'on observe régulièrement pendant que la soie est mordancée dans le bain de chlorure. Il attribua cette augmentation de température à une réaction chimique et donna encore beaucoup d'autres arguments en faveur de la réaction chimique et contre les actions physiques.

Ley épousa partiellement ces théories. Il envisagea toutefois la première absorption de chlorure stannique comme une simple imprégnation. Il admit que déjà dans le bain de chlorure stannique ce sel, une fois absorbé, s'hydrolyse et que l'acide stannique ainsi formé, attire aux opérations suivantes de nouvelles quantités de chlorure stannique avec formation de sels basiques.

2. *La soie se combine chimiquement avec le chlorure stannique*

La plupart des auteurs ont fait leurs expériences d'après les méthodes techniques de travail. Ils ont fait suivre immédiatement les deux opérations d'imprégnation et de lavage. Il n'est toutefois pas possible d'étudier ainsi la réaction de la soie vis-à-vis de la solution de chlorure stannique. Il n'y a pas nécessairement rapport simple entre la quantité de chlorure d'abord absorbé et l'acide stannique retenu après le lavage. La quantité de ce dernier est dépendante du degré de l'hydrolyse ; celle-ci à son tour dépend de la concentration de la solution de chlorure employé et de la quantité ainsi que de la température de l'eau de lavage. Pour examiner la façon dont la soie se com-

[1]) E. Ristenpart, *Färber-Ztg.*, 1909, **20**, 233. 250.

porte vis-à-vis du chlorure stannique, il faut exclure l'hydrolyse et répondre avant tout à la question : *Le chlorure stannique se combine-t-il avec la fibre de la soie?*

Pour exclure toute possibilité d'hydrolyse nous avons traité la soie avec une solution benzénique de chlorure stannique. Il est même nécessaire d'employer du benzène deux fois distillé sur du sodium et d'exclure autant que possible toute humidité atmosphérique pendant tout le travail.

En répondant à cette première question, nous avons en même temps essayé de répondre à une autre : *D'après quelles lois le chlorure stannique se combine-t-il avec la soie?*

Dans ce but nous avons préparé une série de solutions benzéniques de tétrachlorure d'étain. Dans chacune de ces solutions — en petits ballons Erlenmeyer fermés à tube de chlorure de calcium — nous avons mis à peu près 1 gr. de soie (grège italienne pour tissage, grande classique, dégommée à l'écume de savon) que nous avions préalablement séchée à 120° jusqu'au poids constant. Nous y avons laissé l'écheveau à température ordinaire en agitant le liquide de temps en temps. Au bout de deux heures nous avons sorti les écheveaux et nous les avons lavés quatre fois avec du benzène et séché de nouveau à 120° jusqu'au poids constant. Ensuite la soie fut réduite en cendres [1].

Cette série d'expériences nous prouve donc que la soie absorbe du chlorure stannique d'une solution benzénique et que la quantité de sel retenue est *indépendante* de la concentration de la solution [2].

[1]) Voici, à titre d'exemple et pour documenter l'exactitude de la détermination des cendres, les chiffres d'un essai fait en solution xylénique :

Poids de la soie avant l'essai	1.1123	gr.
» » après »	1.2418	»
Augmentation du poids = $SnCl_4$	0.1295	gr.
ou	11.64	%
D'où nous pouvons calculer SnO_2 ...	6.74	»
trouvé par incinération	6.56	»

[2]) La quantité de la charge retenue en solution benzènique n'est que la moitié de la quantité, qui se fixe en solution aqueuse; mais le chlorure d'étain ainsi absorbé se transforme aussi par le lavage en acide stannique insoluble.

Gr. $SnCl_4$	Gr. C_6H_6	Pourcentage de la solution	Augmentation du poids de la soie en pourcent [1]	SnO_2 en pourcent [2]
10	10	50.0	11.74	6.95
10	20	33.3	10.32	6.49
10	50	16.7	12.10	7.31
10	60	14.3	12.66	6.80
10	70	12.5	9.2	6.31
10	80	11.1	9.27	6.28
10	90	10.0	10.48	6.41
10	100	9.1	10.64	6.29
10	200	4.8	11.12	6.81
10	1000	0.99	7.56	4.78

Comparons le résultat de nos expériences avec les résultats de P. Heermann, qui détermine le rapport entre l'augmentation du poids et la concentration de la solution aqueuse du chlorure stannique ([3]) — et la constance de nos chiffres sera plus apparente encore. Elle démontre en même temps la différence fondamentale entre les anciennes façons d'expérimenter et celle que nous avons employée.

La constance de nos chiffres d'absorption nous montre bien clairement que la soie réagit *chimiquement* avec le chlorure stannique ; il se produit une véritable *combinaison*. Car elle fixe du chlorure stannique dans des conditions qui excluent toute transformation du chlorure stannique par hydrolyse et elle ne rend plus de chlorure pendant le lavage avec du benzène ([4]). Il

[1]) Les chiffres de cette colonne n'ont qu'une valeur approximative à cause de l'hygroscopicité du chlorure stannique. C'est pour cela que pour nos conclusions nous nous basons sur le dosage des cendres, opération qui n'est pas soumise à cette cause d'erreur.

[2]) Après déduction du poids des cendres de la soie employée.

[3]) Organsin jaune de Milan dégommé.

Chlor. stann. :	50° Bé	45°	40°	35°	30°	25°	20°	15°	10°	5°
Augm. du poids:	1.45 %	9.45	15.8	17.08	15.79	14.07	11.73	8.83	5.55	2.56

[4]) La fixation du chlorure stannique en solution benzénique nous paraîtra plus significative encore si nous nous rappelons que, d'après Walker et Appleyard, la soie n'est pas teinte par l'acide picrique en solution de benzène ou de tétrachlorure de carbone (*Journ. Chem. Soc. London,* 1896, **69**, 1334 ; voir aussi J. C. Blucher et E. F. Farnau, *Journ. of Phys. Chem.,* 1914, **18**, 629).

ne peut donc être question ni de simple imprégnation ni d'adsorption (1).

Nous avons dit plus haut que la soie possède une affinité *spécifique* pour le chlorure stannique, affinité que d'autres fibres ne présentent pas. D'autre part il nous semble intéressant de voir, si parmi les nombreux sels stanniques, ce n'est que le chlorure qui possède une affinité spécifique pour la soie:

En faisant des essais comparatifs avec du bromure et de l'iodure stannique en solutions xyléniques (ces sels sont trop peu solubles dans le benzène) nous avons en effet observé que l'affinité du chlorure est bien plus considérable que celle des deux autres sels, chimiquement pourtant si semblables.

Dans des conditions identiques, la soie a retenu d'une solution xylénique contenant environ 8 % de ces sels

du $SnCl_4$	11.64 %
du $SnBr_4$.	1.49 %
du SnI_4	0.70 %

Nous observons donc la même suite dans la faculté d'addition de ces trois sels que celle qui se montre, si nous examinons l'addition de l'eau ou si nous envisageons les très nombreuses et diverses combinaisons d'addition de P. Pfeiffer et O. Halperin (2).

Comme les conditions dans lesquelles nous avons travaillé s'éloignent sensiblement des conditions industrielles, nous voulons encore démontrer que non seulement en solution benzénique, mais aussi en solution aqueuse le chlorure stannique se combine avec la soie.

Signalons ici, avant tout, la constatation de P. Heermann (3) qui a démontré que la soie *extrait* du chlorure stannique du bain. Celui-ci s'appauvrit donc en chlorure stannique non seulement quant à sa contenance absolue, mais aussi quant à sa concentration. Le partage du chlorure entre soie et bain se fait dans le sens d'une augmentation de la concentration de la solution retenue par la soie.

1) Une adsorption ne serait d'ailleurs pas probable dans un liquide comme le benzène, qui n'a qu'une très faible tension superficielle.

2) *Z. anorg. Chem.*, 1914, **87**, 335.

3) *Chem. Ztg.*, 1911, **35**, 829.

L'essai suivant va nous donner une preuve directe. Nous avons pris une solution de chlorure stannique qui était titrée exactement avec du bromate de potasse d'après H. Zschokke (1) et nous y avons laissé pendant deux heures un écheveau pesé de soie bien séchée, nous l'avons tordu et centrifugé jusqu'à ce que la soie ait le toucher de la soie sèche, puis nous avons déterminé l'augmentation du poids. La quantité de chlorure stannique retenu par l'écheveau fut dosé par incinération.

Poids de la soie avant l'essai		0.9887 gr.
» » centrifugée		1.8344 »
D'où le poids de la solution retenue		0.8457 »
1 gr. de la solution primitive contenait	0.2752 gr. $SnCl_4$	
Les 0.8457 gr. de solution retenue contenaient donc		0.2302 gr. $SnCl_4$
L'incinération de l'écheveau a donné	0.1683 gr. de cendres	
D'où nous déduisons comme cendres de la soie	0.0030 gr.	
Restent	0.1653 gr. SnO_2	
Ce qui correspond à.		0.2850 gr. $SnCl_4$
Différence		0.0548 » »

L'écheveau de soie a donc retenu 0.0548 gr. de $SnCl_4$ en plus que ce qui était contenu dans la partie de la solution retenue par celui-ci, soit 123 % de cette quantité.

D'ailleurs E. Ristenpart a fait des expériences tout a fait semblables, qui ont aussi donné des résultats parfaitement analogues, mais dont il a tiré d'autres conclusions.

Enfin l'existence d'une combinaison chimique entre la soie et le chlorure stannique, se laisse aussi démontrer par un fait tiré de la pratique. Si la soie avait une faculté spéciale de fixer (2) l'acide stannique — peut-être en raison de son caractère colloïdal — il faudrait s'attendre à ce que la soie ne retire des bains

1) Fr. Fichter et E. Müller, *Chem. Ztg.*, 1913, **37**, 309.

2) C'est en soi peu plausible, car aussi bien la soie que l'acide stannique montrent — comme colloïdes d'émulsion — le phénomène de changement de signe de leurs charges électriques suivant la concentration des ions de H dans leur milieu de dispersion (J. Larguier des Bancels, *C. R.*, 1909, **149**, 316; Carlo Foà, *Z. f. Kolloïdchemie*, 1912, **10**, 7; S. Glixelli, *ibid.*, 1913, **13**, 194); ils sont donc les deux des colloïdes négatifs en solution d'eau pure et positifs en solution acide, ils ne peuvent par conséquent pas se précipiter l'un l'autre.

de chlorure stannique que l'hydroxyde stannique ou au moins un sel basique. Ce n'est pas le cas. Bien au contraire E. Ristenpart a constaté que même d'un bain qui contient du chlorure basique le Sn et le Cl sont toujours extrait dans le rapport de 1 : 4 ([1]). Nous avons été encore un peu plus loin et nous avons pu démontrer que l'acide stannique dialysé et pur n'est *point du tout* extrait de sa solution aqueuse par de la soie. Nous avons enfin démontré que la soie n'extrait d'une solution de chlorostannate d'ammonium — le vrai sel Pink — que le chlorure stannique.

3. *Pourquoi la soie se combine-t-elle avec le chlorure stannique ?*

Pour expliquer théoriquement le fait prouvé par l'expérience que la soie se combine chimiquement avec le chlorure stannique, il nous faudra envisager le caractère chimique de la soie. La fibroïne, qui en est la substance chimique, est un polypeptide. Emil Fischer ([2]), Emil Abderhalden ([3]) et leurs collaborateurs en ont trouvé dans leurs recherches classiques comme composants les acides suivants :

Glycocolle	$CH_2(NH_2)-COOH$;
Alanine..........	$CH_3-CH(NH_2)-COH$;
Sérine	$CH_2(OH)-CH(NH_2)-COOH$;
Leucine..........	$(CH_3)_2CH-CH_2-CH(NH_2)-COOH$;
Acide asparatique.	$HOOC-CH(NH_2)-CH_2-COOH$;
Acide glutaminique	$HOOC-CH(NH_2)-CH_2-CH_2-COOH$;
Phénylalanine	$C_6H_5-CH_2-CH(NH_2)-COOH$;
Tyrosine	$HO-C_6H_4-CH_2-CH(NH_2)-COOH$;
Proline	$C_4H_8N-COOH$.

[1]) Quant à l'hydrolyse des solutions de $SnCl_4$, voir L. Bruner, *Z. ph. Ch.*, 1900, **32**, 133, et Fr. Kohlrausch, *ibid.*, **33**, 257.

[2]) Emil Fischer et A. Skita, *Z. physiol. Ch*, 1901, **33**, 177. — Emil Fischer, *ibid.*, 1903, **39**, 155.

[3]) E. Abderhalden, *Z. physiol. Ch.*, 1909, **58**, 334. — E. Abderhalden et A. Rilliet, *ibid.*, 1909, **58**, 338. — E. Abderhalden et L. Behrend, *ibid.*, 1909, **59**, 236. — E. Abderhalden et C. Brahm, *ibid.*, 1909, **61**, 256. — E. Abderhalden et J. Sington, *ibid.*, 1909, **61**, 259. — E. Abderhalden et G. A. Brossa, *ibid.*, 1909, **62**, 129. — E. Abderhalden et W. Spack, *ibid.*, 1909, **62**, 131. — E. Abderhalden et Worms, *ibid.*, 1909, **62**, 142.

Parmi ceux-ci le glycocolle, l'alanine et la tyrosine sont les prédominants.

Nous avons donc examiné si les *acides aminés simples* sont capables de fournir des combinaisons chimiques avec le chlorure stannique et nous avons pu nous rendre compte que cela est bien le cas.

Si nous introduisons de l'alanine dans une solution benzénique de chlorure stannique, nous observons déjà à la température ordinaire un gonflement remarquable de chaque cristal : si nous chauffons 5 gr. d'alanine avec 10 gr. de chlorure stannique et 10 gr. de benzène en tube scellé à 140°-150° (à plus haute température il y a carbonisation), l'alanine fond en se transformant en une masse vitreuse, transparente et incolore, qui, à froid, devient dure et cassante et parfaitement insoluble dans le benzène.

Ce produit de condensation est hygroscopique, très soluble dans l'eau et dans l'alcool.

Pour en extraire l'excès de chlorure stannique qu'il renferme, nous l'avons broyé dans du benzène et nous l'avons ensuite séché dans l'exsiccateur à vide, et analysé :

I. 1.8366 gr. de subst. donnèrent comme cendres 0.4486 gr. de SnO_2
II. 0.5690 » » d'après Carius 0.5181 » AgCl
III. 1.3210 » furent traités d'après Kjeldahl et à la titration nous avons employé.... 8.57 cm^3 HCl norm.

Calculé pour $SnCl_4(CH_3 \cdot CHNH_2 \cdot COOH)_4$:		Trouvé : I	II	III
Sn	19.29	19.25	—	—
Cl	22.99	—	22.94	—
N	9.08	—	—	9.09
Rapp[t] Sn : Cl : N	1 : 4 : 4	1.0 :	4.0 :	4.01

Nous avons donc une substance formée par l'addition de quatre molécules d'alanine à une molécule de chlorure stannique.

D'une façon tout à fait analogue, nous avons réussi à obtenir une combinaison de la tyrosine et du chlorure stannique en chauffant les composants en présence de benzène en tube scellé à 160° pendant plusieurs jours. La masse vitreuse ainsi formée est homogène et donne à l'analyse les résultats ci-après.

I. 1.0772 gr. de subst. donnèrent à l'incinération 0.1709 gr. de SnO_2
II. 0.5277 » » d'après Carius 0.3194 » AgCl
III. 1.7099 » furent traités d'après Kjeldahl et à la titration nous avons employé .... 7.21 cm^3 HCl norm.

Calculé pour $SnCl_4(C_9H_{11}NO_3)_4$:		Trouvé: I	II	III
Sn	12.08	12.56	—	—
Cl	14.39	—	14.97	—
N	5.70	—	—	5.91
Rapp^t Sn : Cl : N	1 : 4 : 4	1.0 :	4.0 :	4.0

Le bromure stannique se prête aussi à la formation de combinaisons de ce genre, quoiqu'il réagisse plus difficilement que le chlorure. L'alanine et le bromure stannique nous ont donné une substance vitreuse de la formule $Sn\,Br_4\,(CH_3 \cdot CHNH_2 \cdot COOH)_4$. L'iodure stannique provoque aussi à haute température et en solution xylénique la vitrification des cristaux d'alanine, mais nous n'avons pu obtenir un produit d'addition de la formule $Sn\,I_4\,(CH_3 \cdot CHNH_2 \cdot COOH)_4$; la teneur en $Sn\,I_4$ resta en dessous de la valeur calculée.

Nous retrouvons donc dans l'addition de l'halogénure stannique à l'alanine la même diminution progressive de la facilité de réaction que dans les combinaisons correspondantes de la soie avec ces sels.

Les rapports moléculaires simples ne se laissent obtenir par l'addition de l'alanine et de la tyrosine au chlorure stannique qu'à haute température. Nous devons en tirer la conséquence qu'en solution benzénique l'addition du chlorure à la soie sera aussi facilitée par une élévation de température. Avec la soie elle-même nous n'avons pas osé faire l'essai, car elle est détruite par le chlorure stannique à température élevée. Avec la fibroïne, par contre, nous avons facilement pu constater l'effet favorable d'une élévation de température sur l'addition du chlorure stannique. Pendant un traitement d'une heure à température ordinaire, la fibroïne accuse une augmentation de son poids de 9,7 % sans changement extérieur apparent; mais à 140° la même fibroïne donne, en se vitrifiant, une augmentation de 34, 5 %.

Tous les acides aminés ne se prêtent pas aussi bien à ces

essais. Le glycocolle, qui d'une suspension benzénique ne fixe à froid que des quantités insignifiantes de chlorure stannique, se transforme, si nous le chauffons avec de la solution benzénique de chlorure stannique, comme l'alanine en une substance vitreuse. Mais cette substance nous montre par sa coloration toujours un commencement de décomposition et ne présente pas une composition constante. La sérine est encore plus sensible et ne livre qu'une masse brune et écumeuse.

On peut de nouveau objecter aux expériences faites avec les acides aminés que les réactions en solution benzénique ne sont pas concluantes pour la manière dont les corps se comportent en solution aqueuse.

Nous avons donc essayé d'obtenir aussi en solution aqueuse des produits d'addition entre acide aminé et chlorure stannique. Mais ici nous nous heurtons à la difficulté que les produits de réaction sont très solubles dans l'eau, plus solubles même que les acides aminés dont ils sont dérivés.

Qualitativement nous pouvons facilement constater que les produits d'addition se *forment* aussi dans d'autres dissolvants que le benzène. Le glycocolle et l'alanine, qui sont insolubles dans l'alcool, dans l'éther acétique et dans l'acide acétique glacial, se dissolvent à chaud dans ces mêmes liquides, si nous y ajoutons du chlorure stannique. Nous avons mesuré quantitativement ce changement de solubilité dans l'eau. D'après Erlenmeyer et Lipp [1] une partie de tyrosine n'est soluble à 20° que dans 2454 parties d'eau, tandis qu'à cette même température nous avons déjà pu dissoudre une partie de tyrosine dans 14,6 parties d'une solution aqueuse contenant 16 $^0/_0$ de chlorure stannique. Cette grande augmentation de solubilité n'est pourtant explicable que si nous admettons qu'en solution aqueuse il se produit aussi une combinaison chimique entre la tyrosine et le chlorure stannique,

Voici, pour terminer, la réponse à la question posée en tête de ce chapitre : Pourquoi la soie se combine-t-elle au chlorure stannique? La soie est un polypeptide composé d'acides aminés simples ; les acides aminés simples, aussi bien que leurs pro-

[1]) *Ann. d. Ch.*, 1883, **219**, 173.

duits de condensation, les polypeptides sont capables de donner de vraies combinaisons chimiques avec du chlorure stannique.

Cette comparaison de la réactibilité de la soie vis-à-vis de certaines substances avec la façon de réagir des acides aminés simples est tout à fait analogue à la comparaison de l'attitude de la laine avec celle de l'acide anthranoyl-anthranilique que K. Gebhard (1) a soutenu pour expliquer les propriétés tinctoriales de la laine.

4. *Hydrolyse de nos produits d'addition*

Si nous dissolvons le produit d'addition d'alanine et de chlorure stannique $SnCl_4$ (alanine)$_4$ dans peu d'eau et si nous chauffons légèrement cette solution, il se produit immédiatement une gélatine d'acide stannique incolore et parfaitement transparente. Si par contre nous choisissons des conditions d'hydrolyse aussi modérées que possibles, la décomposition s'arrête à un degré intermédiaire. Nous avons dissous le produit d'addition dans de l'alcool de 96 % et nous avons ajouté de l'éther: il se précipite alors un corps blanc, pulvérulant, qui est hygroscopique et très soluble dans l'eau. Nous l'avons lavé à l'éther et séché dans l'exsiccateur à vide, puis nous l'avons rapidement analysé:

I. 0.3311 gr. subst. donnèrent à l'incinération 0.0986 gr. de SnO_2
II. 0.2461 » » d'après Carius 0.2056 » AgCl
III. 0.4686 » furent traités d'apr. Kjeldahl et à la titration nous avons employé 26.9 cm³ HCl 0.1-norm.

Calculé pour $SnCl_3OH(CH_3\cdot CHNH_2\cdot COOH)_3$:		Trouvé : I	II	III
Sn	23.34	23.46	—	—
Cl	20.86	—	20.60	—
N........	8.24	—	—	8.05
Rapp^t Sn : Cl : N	1 : 3 : 3	1.0 :	2.99 :	2.91

Le produit d'hydrolyse ainsi formé est donc un dérivé de l'oxychlorure $SnCl_3(OH)$, dont le trihydrate $SnCl_3(OH)\cdot 3H_2O$ vient d'être décrit par P. Pfeiffer (2).

1) *Z. angew. Ch.*, 1914, **27**, 297.
2) *Z. anorg. Ch.*, 1914, 87, 241; voir aussi *Ber.*, 1905, **38**, 2466.

Nous n'avons pas encore pu obtenir en partant du glycocolle le produit d'addition $SnCl_4$ (glycocolle)$_4$ à l'état pur, mais ici aussi nous avons pu obtenir un produit d'hydrolyse partielle. Nous avons pour cela procédé comme suit : nous avons dissous à température légèrement élevée 5 gr. de glycocolle et 5 gr. de chlorure stannique dans 5 gr. d'eau, puis nous y avons ajouté 50 cm.^{3} d'alcool, ce qui produit un épais précipité blanc, qui — fraîchement préparé — est très soluble dans l'eau.

I. 1.1363 gr. subst. donnèrent à l'incinération 0.5788 gr. de SnO_2
II. 0.6527 » » d'après Carius 0.3420 » AgCl
III. 1.0879 » furent traités d'apr. Kjeldahl et à la titration nous avons employé 37.87 cm^3 HCl 0.1-norm.

Calculé pour $SnCl(OH)_3 \cdot (CH_2(NH_2) \cdot COOH)$:		Trouvé : I	II	III
Sn	42.42	40.14	—	—
Cl	12.67	—	12.94	—
N	5.0	—	—	4.88
Rapp^t Sn : Cl : N	1 : 1 : 1	1.0 :	1.09 :	1.04

Ce corps représente le dernier degré avant l'hydrolyse complète en acide stannique et glycocolle selon l'équation :

$$SnCl(OH)_3 \cdot (CH_2NH_2 \cdot COOH) + H_2O$$
$$= Sn(OH)_4 + HCl + CH_2NH_2 \cdot COOH .$$

Ces deux corps d'hydrolyse partielle

$SnCl(OH_3) \cdot (CH_2NH_2COOH)$ et $SnCl_3(OH) \cdot (CH_3 \cdot CHNH_2 \cdot COOH)_3$

sont entièrement hydrolysés dès que l'on chauffe leurs solutions aqueuses. Il se produit alors une gelée d'acide stannique très consistante.

Au moyen de l'hydrolyse nous pouvons aussi prouver indirectement la formation d'un produit d'addition du chlorure stannique et du glycocolle en solution aqueuse. Une solution de 20 gr. de chlorure stannique dans 100 cm^3 d'eau, se laisse chauffer sans qu'il y ait précipitation d'acide stannique. Mais si avant de chauffer, nous ajoutons du glycocolle pulvérisé, l'augmentation de la température produira de suite un précipité d'acide stannique.

5. *Théorie des produits d'addition d'acides aminés et de chlorure stannique; théorie du chargement de la soie*

Les acides aminés et les polypeptides possèdent une faculté remarquable d'additionner toute sorte de sels inorganiques et de former avec eux des combinaisons bien définies. Ce fait si important pour la chimie des matières albuminoïdes a surtout été établi par P. Pfeiffer et J. v. Modelsky [1], qui ont soigneusement étudié de nombreux exemples et qui les ont discutés théoriquement. Ils ont trouvé plusieurs types de combinaisons entre les acides aminés (A) et les sels de métaux mono-, di-, et trivalents :

$$\overset{\text{I}}{M}X, A; \quad \overset{\text{I}}{M}X, 2A;$$

$$\overset{\text{II}}{M}X_2, A; \quad \overset{\text{II}}{M}X_2, 2A; \quad \overset{\text{II}}{M}X_2, 3A;$$

$$\overset{\text{III}}{M}X_3, A; \quad \text{etc.}$$

et ils ont d'abord envisagé ces corps comme « combinaisons par pénétration » [2]. Dans une communication préliminaire [3] nous avons adopté pour notre type $SnCl_4 \cdot 4A$ la conception de « combinaison par pénétration ». Mais cette déduction est prématurée et doit d'abord être étudiée par un examen physico-chimique approfondi [4]. Toutefois, pour notre problème de la charge de la soie la conception des combinaisons du chlorure stannique comme « combinaisons par pénétration » ou comme « combinaisons par juxtaposition » ne joue qu'un rôle secondaire. L'essentiel est l'existence de ces combinaisons et leur hydrolyse graduelle.

Les observations faites avec le glycocolle, l'alanine et la tyro-

[1]) *Z. physiol. Ch.*, 1912, **81**, 329; 1913, **85**, 1. — J. Würgler, Diss. (Zurich, 1914).

[2]) *Z. physiol. Ch.*, 1912, **81**, 334.

[3]) *Chem. Ztg.*, 1914, 38, 693.

[4]) Quelques mesures préliminaires du changement de conductibilité du chlorure stannique après addition de glycocolle sont plutôt contraires à l'hypothèse de « combinaisons par pénétration ».

sine, les acides aminés les plus importants parmi les composants de la fibroïne, nous amènent à la théorie suivante.

Les acides aminés s'additionnent au chlorure stannique en formant des combinaisons du type $SnCl_4$ (ac. aminé)$_4$ qui sont solubles dans l'eau et dans l'alcool et insoluble dans le benzène. Par hydrolyse ces composés se laissent scinder graduellement. De la série hypothétique complète

$$SnCl_4(\text{ac. am.})_4 \quad ; \quad SnCl_3OH(\text{ac. am.})_3 \quad ;$$
$$SnCl_2(OH)_2(\text{ac. am.})_2 \quad ; \quad SnCl(OH)_3(\text{ac. am.}) \quad ,$$

nous avons jusqu'ici isolé trois représentants. Le résultat final de l'hydrolyse est la scission en acide stannique et acide aminé régénéré avec formation d'acide chlorhydrique libre.

Le polypeptide fibroïne, ainsi que la soie, qui en est formée, additionnent aussi du chlorure stannique en solution aqueuse et benzénique.

Il ne faudra pas admettre que le maximum d'absorption de chlorure stannique soit atteint, même approximativement, dans les procédés industriels, ou qu'il soit permis de l'atteindre tant soit peu, car les propriétés de la fibroïne seraient changées fondamentalement et d'une façon pernicieuse pour la technique. Si l'on soumet à l'hydrolyse la combinaison qui est repartie dans le reste de la fibre, le chlore sera remplacé graduellement par l'hydroxyle, comme c'est le cas chez les acides aminés simples. La liaison entre la fibroïne et le sel stannique en est rendue moins solide jusqu'à ce que — l'hydrolyse terminée — la fibre soyeuse est rétablie avec ses propriétés chimiques primordiales, mais pénétrée maintenant d'un précipité gélatineux, transparent et incolore d'acide stannique, qui ne se séparera plus de la fibre.

La régénération de la soie par l'hydrolyse permet de répéter le chargement — théoriquement au moins — aussi souvent qu'on le désire.

Avec l'hypothèse que nous venons de développer, nous avons une base solide pour l'exécution de nouvelles expériences, qui devront encore contribuer à élucider ce vaste problème.

Après notre première publication ([1]) nous avons eu la grande

[1]) Conférence faite à la Société suisse de Chimie, le 2 mai 1914.

satisfaction que M. H. Zschokke à Bâle et le Dr O. Meister à Zurich, qui par une expérience technique, datant de 50 ans, connaissent à fond le procédé de la charge de la soie, nous ont certifié l'utilité de notre hypothèse en nous communiquant leurs propres idées, qui n'étaient pas encore publiées.

6. *L'action du phosphate sur la soie chargée d'acide stannique*

Le précipité gélatineux d'acide stannique, dont — l'hydrolyse faite — la soie est pénétrée, peut donner toutes les réactions caractéristiques à cet acide.

Une des propriétés de l'acide stannique gélatineux est souvent employée dans l'analyse qualitative ordinaire, c'est son affinité spécifique pour l'acide phosphorique, qui est extrait d'une solution, malgré la présence d'une grande quantité d'acide nitrique libre.

D'après W. Mecklenburg ([2]) la réaction doit être envisagée comme *phénomène d'adsorption.* Si la fixation du phosphate de sodium repose sur un phénomène analogue, nous voyons du coup la grosse difficulté de son étude. De fait les essais sont encore loin d'avoir abouti.

Pour nos recherches nous avons employé l'acide stannique gélatineux précipité à basse température, que la maison C. A. F. Kahlbaum prépare d'après les données de W. Mecklenburg.

Avant tout, nous avons essayé de constater si d'une solution aqueuse de phosphate bisodique la molécule entière est fixée par cet acide stannique. J. M. van Bemmelen ([3]) a constaté que l'acide *silicique* colloïdal, qui ressemble passablement à l'acide stannique, adsorbe d'une solution de phosphate disodé seulement l'hydroxyde de sodium avec formation de phosphate monosodique NaH_2PO_4.

Avec l'acide stannique colloïdal, par contre, il n'y a point

[1]) *Z. anorg. Ch.,* 1909, **64,** 368; 1912, **74,** 207; 1913, **84,** 121. — *Z. anal. Ch.,* 1913, **52,** 293.

[2]) Gesammelte Abhandlungen, herausgegeben von W. Ostwald, 445 (Dresden, 1910).

d'hydrolyse; le rapport $Na^{\cdot}$ à PO_4''' reste constant *avant* et *après* l'adsorption.

25 gr. de $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$ furent dissous dans 125 cm³ d'eau et secoués avec 20 gr. de pâte d'acide stannique (contenant 1.9543 gr. de SnO_2) puis dilués à 250 cm³; la solution fut analysée après décantation.

Dans 25 cm³ d'une solution aqueuse de comparaison contenant 25 gr. de $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$ sur 250 cm³ nous avons trouvé

$$0.7877 \text{ gr. de } Mg_2P_2O_7 = 0.6720 \text{ gr. de } PO_4'''$$
$$\text{et} \quad 1.0050 \text{ » } Na_2SO_4 = 0.3259 \text{ » } Na^{\cdot}.$$

Les 250 cm³ de solution contenaient donc 25.337 gr. de $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$ (les 25 gr. que nous avions pesés étaient un peu tombés en efflorescence).

Dans 25 cm³ de la solution de phosphate traitée par l'acide stannique nous avons trouvé

$$0.7527 \text{ gr. de } Mg_2P_2O_7 = 0.6422 \text{ gr. de } PO_4'''$$
$$\text{et} \quad 0.9597 \text{ » } Na_2SO_4 = 0.3112 \text{ » } Na^{\cdot}.$$

cela fait pour 250 cm³ 24.200 gr. de $Na_2\ HPO_4 \cdot 12H_2O$. L'adsorption a donc enlevé 25.337 gr. — 24.200 gr. = 1.137 gr. de $Na_2HPO_4 \cdot 12H_4O$. .

Si nous calculons l'adsorption pour les ions PO_4''' et $Na^{\cdot}$ les 20 gr. d'acide stannique ont fixé 0.147 gr. de $Na^{\cdot}$ et 0.298 gr. de PO_4'''. Le rapport $Na^{\cdot} : PO_4'''$ est dans la solution primitive 2.00 : 1.00, dans la solution restante 1.99 : 1.00 et dans le sel adsorbé 2.03 : 1.00.

Avec notre constatation que l'adsorption du phosphate de soude par l'acide stannique colloïdal ne change pas le rapport entre acide et base. nous restons en parfaite concordance avec les expériences de la technique (¹).

Enfin, pour étudier le caractère de la réaction entre acide stannique et phosphate de soude, nous avons fait des expériences avec des solutions de ce sel en diverses concentrations.

¹) P. Heermann, *Färber-Ztg.*, 1906, **16**, 323, 340. — Id., *Chem. Ztg.*, 1914, **38**, 193, 211.

En 6 heures 20 gr. de pâte d'acide stannique ont retiré d'une solution contenant

40 %	20 %	10 %	8 %	4 %	de $Na_2HPO_4 \cdot 12H_2O$
0.702 g.	0.454 g.	0.260 g.	0.184 g.	0.133 g.	de phosphate anhydr.

Ainsi la fixation du phosphate de soude à l'acide stannique est caractérisée comme *adsorption* d'une façon tout à fait analogue à la fixation de l'acide phosphorique. Toutes tentatives d'obtenir par l'analyse de la combinaison formée une formule rationnelle doivent échouer et ont de fait toujours échoué, car chaque expérimentateur trouve d'autres proportions et chacun émet une autre équation pour la formation et une autre hypothèse pour la constitution de la combinaison admise.

La similitude entre l'absorption de l'acide phosphorique libre et du phosphate bisodique par l'acide stannique, nous pourrons la mettre en évidence en montrant que le phosphate monopotassé KH_2PO_4 est aussi adsorbé par l'acide stannique sans changement du rapport entre base et acide:

Une solution de 6.4946 gr. de KH_2PO_4 dans 50 cm³ d'eau fut laissée pendant une nuit en contact avec 20 gr. de pâte d'acide stannique. Nous avons ensuite analysé la partie limpide de la solution. 20 cm³ de celle-ci furent neutralisés par 13.19 cm³ d'acide chlorhydrique normal, ce qui correspond à 0.0132 gr. de $H^{\cdot}$ ionisé, et donnèrent 1.4735 gr. de $Mg_2P_2O_7$ qui sont équivalents à 1.257 gr. de PO_4'''. Ce sont donc 2.0049 gr. de KH_2PO_4 sur 6.4946 qui ont été adsorbés et dans la solution le rapport de $H^{\cdot}$ ionisé à PO_4''' était 1 : 1.003.

La pâte d'acide stannique adsorbe aussi le phosphate trisodé Na_3PO_4 comme tel.

L'affinité spécifique de l'acide stannique pour l'acide phosphorique s'expliquerait le plus aisément, s'il se formaient de véritables combinaisons chimiques. Des substances de ce genre ont en effet aussi été décrites (¹), mais il nous manque encore un examen critique de l'individualité chimique de ces corps. J. M. van Bemmelen (²) qui a aussi fait des essais d'adsorption

¹) Gmelin-Kraut-Friedheim, *Handb. d. Anorg. Ch.*, 1911, IV, I, 336.
²) *Loc. cit.*, 445.

avec l'acide stannique, souligne « que dans bien des cas l'adsorption se présente comme un précurseur de la combinaison chimique » ([1]). E. Wedekind et H. Reinboldt ([2]) ont trouvé que dans les réactions de l'acide zirconique, qui évidemment montre bien des analogies avec l'acide stannique, l'adsorption de l'acide phosphorique est accompagnée par une réaction chimique.

L'altération que subit la pâte d'acide stannique en adsorbant de l'acide phosphorique se manifeste par une augmentation marquée de la solubilité dans l'acide chlorhydrique. Par un traitement ultérieur avec une solution de silicate de soude l'acide stannique chargée d'acide phosphorique redevient insoluble dans l'acide chlorhydrique.

Pour résumer nos quelques essais se rapportant au procédé industriel de la charge par le phosphate bisodique, nous pouvons dire que la fixation de ce sel à l'acide stannique est une réaction d'adsorption, qu'il y a une préférence bien marquée de l'acide stannique pour certaines combinaisons chimiques, que ce sont l'acide phosphorique et les phosphates solubles, qui se fixent de préférence et que dans cette dernière réaction les sels sont additionnés tel quel, sans décomposition hydrolytique en acide et base. Ce n'est, il est vrai, qu'un nouveau point de vue conquis, d'où nous pourrons soigneusement étudier l'adsorption des phosphates.

C'est à des recherches ultérieures qu'incombera l'étude de la fixation des phosphates sur la charge d'acide stannique. Nous aurons alors à examiner aussi le traitement au silicate de soude de la soie chargée, ainsi que le rôle du sulfate d'aluminium et des nombreux autres réactifs dont se sert l'industrie de la soie.

Bâle, laboratoire de chimie inorganique de l'Institut de Chimie, mai 1915.

[1]) *Loc. cit.*, 427.
[2]) *Ber.*, 1914, **47**, 2142.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT LES MOIS DE

Mars, avril et mai 1916

(PRINTEMPS 1916)

OBSERVATIONS DIVERSES

Mars 1916

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 4, 12 et 25, à Savatan ; les 1, 5, 6, 25, 26 et 30, à Dailly ; les 3, 5, 8, 23, 24, 25, 26 et 30, à l'Aiguille.

Neige sur le sol : du 4 au 7, à Savatan ; du 1 au 16 et du 25 au 31, à Dailly ; du 1 au 18 et du 25 au 31, à l'Aiguille.

Fœhn : du 19 au 20, aux deux stations inférieures.

Avril 1916

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 9, 11, 13 et 19, à Savatan ; les 5, 10 et 13, à Dailly ; les 5 et 10, à l'Aiguille.

Neige sur le sol : les 15 et 16 à Savatan ; le 12, du 14 au 20 et du 23 au 25 à Dailly ; du 12 au 26, à l'Aiguille.

Mai 1916

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 8 et 16, à Savatan ; le 30, à Dailly et à l'Aiguille.

Fœhn : du 3 au 5, aux quatre stations.

Orages : les 22 et 24.

Halos solaires : le 9.

Remarque. — Les observations aux *thermomètres à maximum et à minimum* ont repris, à Savatan, au mois d'avril.

MOIS DE MARS 1916

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	0	0	%	%				mm.	cm.	mm.	cm	mm.	cm.	mm.	cm.
1	689.9	613.7	+ 3.7	- 1.4	73	89	5	9	8	...	....	....	....	....	....	....	....
2	686.8	640.7	3.9	- 1.7	61	69	6	7	7	....	....	....	....	....	....	....	...
3	**683.5**	**637.5**	3.1	- 1.9	61	74	3	3	5	....	....	1.0	1	0.4	1	1.5	2
4	688.2	639.1	0.6	- 3.1	**99**	98	10	10	10	11.5	....	15.2	6	**30.8**	**31**	**29.4**	**38**
5	692.0	642.8	+ 1.4	- 3.1	92	100	9	10	10	....	...	....	..	1.6	1	2.9	4
6	692.9	644.4	- 0.2	- 4.7	93	100	10	10	10	8.0	**6**	14.0	**13**	21.5	24	20.2	25
7	694.6	645.5	- 1.1	**- 5.2**	76	86	4	5	7	0.7	....	....	...	0.7	1	0.4	1
8	694.0	645.5	**- 1.3**	- 1.9	61	66	10	7	9	1.5	2	1.0	3	2.3	3	2.6	4
9	695.2	646.7	+ 0.3	- 4.1	92	90	10	10	8	....	....	....	...	0.2	1	0.4	1
10	693.8	646.3	2.7	- 3.5	53	72	5	7	8	....	....	....	...	....	....	....	....
11	688.7	612.1	2.7	+ 1.6	93	57	9	10	8	....	....	....	....	....	....	....	....
12	689.9	613.3	4.1	4.8	85	57	8	10	7	4.0	....	7.4	....	6.5	....	6.0	....
13	694.2	616.4	5.5	2.2	89	83	9	9	8	...	...	5.8	....	5.6	....	5.1	....
14	699.4	652.4	7.5	3.8	48	52	4	4	5	....	....	...	....	....	....	....	....
15	697.5	651.7	9.7	6.0	53	51	5	5	4	....	....	....	....	....	....	....	....
16	697.1	650.6	11.3	6.1	41	41	6	9	7	....	....	....	....	...	....	....	....
17	702.8	655.9	9.4	5.9	54	62	3	5	5	....	....	....	....	...	....	....	....
18	703.5	656.8	10.6	6.2	40	50	5	3	3	....	....	....	....	...	....	...	....
19	701.4	655.6	**11.5**	**9.0**	**31**	**33**	4	3	6	....	..	...	...	....	....	....	....
20	696.8	651.1	11.0	8.2	46	15	6	5	8	0.1	....	....	....	....	...	....	....
21	691.3	646.1	8.4	4.5	75	83	9	7	9	9.5	....	10.0	....	10.2	...	9.5	....
22	692.8	646.7	6.9	3.0	91	89	9	9	10	0.1	....	0.7	....	0.6	....	0.2	...
23	692.5	646.3	9.1	4.2	68	64	9	10	9	1.0	...	1.0	....	....	...	....	....
24	692.6	646.0	6.9	+ 3.9	69	69	7	8	8	**22.0**	....	**26.0**	....	20.9	3	19.5	3
25	699.9	651.8	2.6	- 1.0	97	100	9	8	8	....	....	0.5	....	0.3	1	0.4	1
26	700.1	652.6	5.6	+ 0.8	61	77	5	5	6	....	....	....	....	0.2	...	0.5	....
27	699.7	653.4	8.6	5.2	40	45	5	5	6	...	...	....	....	....	...	....	...
28	694.8	649.4	8.0	+ 4.0	50	51	9	9	8	7.2	...	4.2	...	3.9	4	3.2	5
29	701.5	653.7	4.7	- 0.8	73	89	10	10	9	5.8	....	7.5	....	19.1	5	19.4	7
30	708.8	660.1	4.2	- 2.1	73	94	8	7	9	....	....	....	....	0.2	....	0.3	....
31	**711.0**	**661.2**	+ 1.7	+ 3.1	73	71	3	2	0	....	....	....	....	....	....	....	....
Mois	695.71	648.57	+ 5.36	+ 1.45	68	71	6.9	7.2	7.3	71.4	8	94.3	23	128.0	75	121.5	91

MOYENNES DU MOIS DE MARS 1916

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	691.16	690.60	691.51	691 09	643 21	643.05	643.42	643.23
2me » ...	696.97	696.96	697.42	697.12	650.39	650.49	650.92	650.60
3me » ...	698.34	698.18	699.38	698.63	651.06	651.49	652.16	651.57
Mois..	695 58	695.34	696.21	695.71	648.31	648.45	648.94	648.57

Température

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. moyen	Maxim. moyen
	0	0	0	0	0	0
Savatan						
1re décade ...	− 0.14	+ 3.18	+ 0 87	+ 1.30	—	—
2me » ...	+ 6.34	10.43	8.24	8.34	—	—
3me » ...	4.96	8.83	5.22	6.34	—	—
Mois..	+ 3.76	+ 7.52	+ 4.79	+ 5.36	—	—
Dailly						
1re décade ...	− 4.16	− 2.14	− 3.79	− 3.36	− 5.3	− 0.6
2me » ..	+ 3.36	+ 8.04	+ 4.75	+ 5.38	+ 1.9	+ 9.0
3me » ...	0.96	3.93	1.88	2.26	− 1.1	5 0
Mois..	+ 0.08	+ 3.30	+ 0.98	+ 1.45	− 1.5	+ 4.5

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	79	73	77	76	87	83	84	85
2me » ...	62	52	60	58	58	48	54	53
3me » ...	77	56	77	70	79	71	77	76
Mois..	73	60	72	68	75	67	72	71

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	7.8	6.3	7 3	7.2	7.3	8.7	7.6	7.9	8.6	8.2	7.8	8.2
2me » ...	6.4	4.2	7.3	5.9	6.8	5.7	6.6	6.4	6.3	5.6	6.3	6.1
3me » ..	8.1	7.1	7.4	7.5	7.9	7.5	6.5	7.3	8.1	7 7	6.6	7.5
Mois..	7.5	5.9	7.4	6.9	7.4	7.3	6.9	7 2	7.7	7.2	6.9	7.3

MOYENNES DU MOIS D'AVRIL 1916

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	703.57	702.75	702.59	702.97	656.37	655.91	656.12	656.13
2me » ...	699.68	699.51	699.31	699.50	652.59	652.45	652.11	652.38
3me » ...	702.54	702.25	702.27	702.36	654.95	655.40	655.89	655.41
Mois..	701.93	701.50	701.39	701.61	654.64	654.59	654.70	654.64

Température

	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
Savatan						
1re décade ...	+ 8.40	+15.54	+ 9.34	+11.09	+ 6.4	+15.9
2me » ...	2.55	5.79	3.92	4.09	1.1	7.2
3me » ...	5.92	12.56	9.54	9.34	4.6	14.8
Mois..	+ 5.62	+11.30	+ 7.60	+ 8.17	+ 4.0	+12.6
Dailly						
1re décade ...	+ 6.09	+10.87	+ 7.09	+ 8.02	+ 4.2	+12.0
2me » ...	- 0.45	1.95	0.74	0.75	- 2.4	3.5
3me » ...	+ 4.16	8.27	5.89	6.11	+ 2.2	10.4
Mois..	+ 3.27	+ 7.03	+ 4.57	+ 4.96	+ 1.3	+ 8.6

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	66	47	53	55	61	53	54	56
2me » ...	90	76	80	82	85	73	85	81
3me » ...	83	60	69	71	79	71	73	74
Mois..	80	61	67	69	75	66	71	71

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	4.2	3.5	2.9	3.5	3.9	5.3	4.3	4.5	5.0	4.4	4.3	4.6
2me » ...	8.5	8.3	9.8	8.9	8.2	7.4	8.9	8.1	8.6	8.1	9.9	8.9
3me » ...	3.4	3.3	3.4	3.4	3.3	3.2	3.6	3.4	3.0	4.6	4.3	3.9
Mois..	5.4	5.0	5.4	5.3	5.1	5.3	5.6	5.3	5.5	5.7	6.2	5.8

MOIS D'AVRIL 1916

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée)							
										Lavey		Savatan		Dailly		Aiguille	
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	**707.5**	659.1	+ 7.6	+ 8.3	64	42	0	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
2	706.1	659.1	10.1	9.2	55	37	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
3	704.9	658.3	12.1	10.1	**36**	**34**	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
4	703.0	656.2	12.1	6.9	41	57	3	6	6	....	....	....	....	....	....	....	....
5	700.4	654.5	9.7	5.0	67	80	7	3	7	....	....	....	....	....	....	....	....
6	700.9	654.1	10.1	7.0	62	59	4	6	5	....	....	....	....	....	....	....	....
7	699.0	652.6	12.7	9.0	39	35	8	8	8	....	....	....	....	....	....	....	....
8	699.9	653.8	14.5	10.4	44	50	2	5	4	....	....	....	....	....	....	....	....
9	701.0	657.2	11.5	8.4	78	89	6	10	8	....	....	....	....	0.2	....	0.3	....
10	703.8	656.5	10.5	5.8	66	77	5	6	7	....	....	....	....	....	....	....	....
11	698.3	652.5	7.2	4.7	81	79	4	6	4	13.5	....	13.0	....	12.1	4	13.5	6
12	700.4	653.3	6.5	2.7	72	82	7	5	8	12.0	....	10.6	....	10.8	....	10.5	....
13	698.9	653.1	6.9	+ 3.6	95	85	10	10	10	**24.0**	....	**25.0**	....	**27.6**	7	**27.2**	9
14	700.6	653.9	2.3	- 1.5	83	88	10	10	10	7.7	....	4.0	....	5.6	10	6.2	12
15	702.9	655.7	+ 2.1	- 2.4	90	89	10	10	10	17.8	**5**	15.2	**17**	24.9	**38**	23.2	**40**
16	705.6	656.9	**- 0.5**	**- 3.8**	97	**99**	9	8	10	3.8	....	....	....	4.6	4	4.5	5
17	702.7	653.4	+ 2.6	- 0.1	61	73	9	6	9	1.8	....	....	....	1.9	1	1.6	2
18	695.7	648.7	4.5	+ 0.7	92	80	10	10	10	10.0	....	8.6	....	11.6	5	11.9	6
19	694.8	647.8	2.5	- 0.4	89	85	10	8	10	3.8	....	3.0	....	2.3	2	2.0	1
20	695.2	648.6	6.9	+ 4.0	59	53	10	8	8	0.8	....	....	....	0.4	....	0.2	....
21	695.4	648.7	10.7	7.3	51	71	4	4	4	....	....	....	....	....	....	....	....
22	**693.9**	**647.1**	5.5	+ 2.7	85	84	8	8	7	10.0	....	10.0	....	14.8	7	13.7	7
23	701.8	651.7	2.5	- 0.6	100	98	10	10	9	6.8	....	6.0	....	11.1	7	10.4	8
24	706.8	658.0	6.1	+ 2.1	72	85	2	3	7	....	....	....	....	....	....	....	....
25	707.3	**659.8**	8.7	5.4	72	78	0	2	1	....	....	....	....	....	....	....	....
26	707.3	659.1	11.9	8.8	75	72	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
27	701.8	659.1	**14.7**	**10.5**	51	65	1	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
28	702.9	655.9	9.5	8.3	77	69	4	3	2	....	....	....	....	....	....	....	....
29	702.6	656.2	11.9	8.4	56	52	1	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
30	700.8	651.5	+11.9	+ 8.2	67	70	3	4	6	0.8	....	....	....	0.1	....	0.1	....
Mois	701.61	651.64	+ 8.17	+ 1.96	69	71	5.3	5.3	5.8	112.8	5	95.4	17	128.0	85	125.3	96

MOIS DE MAI 1916

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée)							
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	701.8	655.1	+11.1	+ 8.8	73	70	5	5	7	....	....	....	....	....	....	....	....
2	703.1	656.3	11.3	9.5	68	55	5	7	8	....	....	....	....	0.6	....	0.8	....
3	701.2	655.9	15.0	11.2	45	49	2	5	4	....	....	....	....	....	....	....	....
4	697.8	652.4	**19.3**	14.5	**27**	**40**	8	6	10	....	....	....	....	....	....	....	....
5	**693.2**	**648.7**	14.9	11.2	54	49	8	7	9	6.6	....	8.4	....	8.9	....	8.7	....
6	699.1	651.9	10.3	8.1	66	71	8	7	6	3.7	....	4.6	....	....	....	....	....
7	700.1	653.8	12.5	7.1	49	52	8	7	8	15.5	....	13 4	....	18.2	....	18.0	....
8	703.6	656.0	**5.0**	**2.1**	89	84	7	7	9	9.0	....	8.0	....	4.9	....	4.2	....
9	704.6	657.5	8.6	5.2	51	55	3	2	4	....	....	....	....	....	....	....	....
10	705.5	658.3	9.9	5.9	59	77	8	9	9	....	....	....	....	....	....	....	....
11	705.7	658.0	10.4	8.2	68	69	6	8	6	....	....	....	....	....	....	....	....
12	703 1	656.2	11.6	8.9	67	61	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
13	701.8	655.2	10.3	8.7	82	69	9	9	9	12.5	....	12.5	....	14.2	....	14.3	....
14	704.1	656.3	8.3	4.9	68	73	4	6	6	....	....	....	....	....	....	....	....
15	705.2	658.0	9.6	7.5	75	69	8	9	9	2.3	....	2.7	....	3.1	....	2.9	....
16	707.3	661.4	15.1	10.7	69	73	3	4	3	....	....	....	....	....	....	....	....
17	710.1	661 2	15.4	13.0	62	56	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
18	**711.5**	**665.5**	17.1	14.1	56	56	2	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
19	710.6	665.1	17.8	14.8	50	51	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
20	709.7	663.1	15.8	13.6	53	53	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
21	710.3	663.2	16.1	14.2	55	53	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
22	709.6	662.5	18.1	**15.6**	52	51	3	4	4	11.5	....	11.2	....	17.6	....	17.9	....
23	707.2	660.1	15.5	12 6	68	65	3	6	6	....	....	....	....	....	....	....	....
24	703.1	657 3	14.3	13.7	63	62	1	2	2	0 5	....	1.0	....	0.9	....	0.7	....
25	700.7	655 5	16.5	13.1	55	58	2	2	4	....	....	....	....	....	....	....	....
26	701.1	655.1	9.7	7.4	95	85	8	9	9	**27.0**	....	**26.7**	....	**32.1**	....	**32.4**	....
27	699.7	653.7	8.3	4.9	97	**98**	10	10	10	3.7	....	5.8	....	11.7	....	11.6	....
28	699.8	653.5	10.0	6.0	83	88	10	7	9	....	....	....	....	2.1	....	2.2	....
29	701.3	655.3	11.7	8.7	79	89	8	6	8	....	....	0.2	....	0.1	....	0.2	....
30	704.1	657 7	11.4	9.3	100	**98**	9	10	10	0.9	....	1.2	....	4.6	....	4.5	....
31	707.2	660.8	+11.5	+ 8.1	83	97	9	8	9	....	....	....	....	0 7	....	0.6	....
Mois	703.97	657.53	+12.66	+ 9.73	67	67	5.2	5.3	5.9	93.2	....	95.7	....	119.7	....	119.0	....

MOYENNES DU MOIS DE MAI 1916

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	701.16	700.73	701.08	700.99	654.71	654.45	654.64	654.60
2me » ...	706.90	706.80	707.03	706.91	659.97	660.18	660.74	660.30
3me » ..	704.05	704.15	703.82	704.01	657.78	657.57	657.73	657.69
Mois..	704.04	703.90	703.97	703.97	657.50	657.41	657.70	657.53

Température.

	Savatan					
	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
1re décade ..	+10.00	+14.44	+10.92	+11.79	+ 7.8	+16.6
2me » ..	9.64	16 32	13.46	13.14	8.8	18.6
3me » ...	11.31	14.33	13.36	13.00	10.1	17.3
Mois..	+10.35	+15.01	+12.61	+12.66	+ 8.9	+17.5
	Dailly					
1re décade ...	+ 6.71	+10.99	+ 7.37	+ 8.36	+ 4.4	+12.3
2me » ...	7.79	13.62	9.94	10.45	6.3	14.4
3me » ...	8.87	11.92	10.19	10.33	7.5	13.4
Mois..	+ 7.83	+12.17	+ 9.20	+ 9 73	+ 6.1	+13.4

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	65	51	58	58	64	57	60	60
2me » ...	78	53	64	65	73	55	62	63
3me » ...	82	71	73	75	78	75	78	77
Mois...	76	59	65	67	72	62	67	67

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	6.4	5.6	6.7	6.2	5.7	6.8	6.1	6.2	7.3	7.2	7.9	7.5
2me » ...	4.5	2.9	2.9	3.5	4.7	3.6	3.2	3.8	4 6	4.0	2.9	3.8
3me » ...	5.3	6.0	5.9	5.7	5.7	5 5	6.2	5.8	5.9	6.5	7.1	6.5
Mois..	5 4	4.9	5.2	5.2	5.4	5.3	5.2	5.3	5.9	5.9	6 0	5.9

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 1er mars 1916

Paul Dutoit. Micro-méthodes de dosage de l'acide urique et de l'urée. — J. Amann. Quelques remarques et observations touchant la réaction d'Abderhalden. — Paul-L. Mercanton. *a)* Photographie de la nébuleuse d'Orion ; *b)* Un très curieux thermogramme. — Arthur Maillefer. Un dispositif nouveau pour le dessin des préparations microscopiques.

M. Paul Dutoit. — *Micro-méthodes de dosage de l'acide urique et de l'urée.*

Une partie de l'activité du laboratoire de chimie-physique a été consacrée, dans ces cinq derniers semestres, à des recherches analytiques sur quelques éléments des liquides physiologiques. Le but de ces travaux — encore inédits — était d'appliquer les méthodes de volumétrie physico-chimique à ces dosages. La précision des nouvelles méthodes reste en effet la même, que l'analyse porte sur un gramme ou sur une fraction de milligrammes de substance. Jusqu'ici les dosages de sept éléments contenus dans le sang ont été réalisés quantitativement par ces méthodes, en partant de 0,1 à 1 cc^3 de sang, ce sont : chlorures, iodures, phosphates, potasse, albumines, acidité, acide lactique. Quelques autres dosages sont encore à l'étude. Dans tous ces cas, l'on a utilisé soit la méthode de conductibilité — étudiée et mise au point par M. Duboux pour l'analyse des vins — soit la méthode des différences de potentiel, mise au point par M. von Weisse. L'ensemble de ces recherches, auxquelles ont collaboré entre autres MM. Duboux, Meyer-Lévy, Korsakoff et Uhlmann, sera publié prochainement.

M. Dutoit cite comme exemple d'un micro-dosage par volumétrie physico-chimique celui de l'acide urique, effectué en collaboration avec M. Meyer. On utilise dans ce cas la propriété de l'acide urique de réduire les sels d'argent. L'argent, réduit dan

un milieu approprié, est dosé à l'électromètre. Les résultats sont encore quantitatifs, à 1-2 % près, lorsque l'analyse porte sur 0,03 mgr. d'acide urique.

La sensibilité des dosages par volumétrie ordinaire n'est presque jamais comparable ; aussi le procédé physico-chimique réalise-t-il un grand progrès. Cependant, dans quelques rares cas spéciaux, les méthodes ordinaires sont préférables. L'auteur cite, dans cet ordre d'idées, le micro-dosage du sucre de Bang et le micro-dosage de l'urée de Combe et Meyer-Lévy. Cette dernière méthode en particulier est rigoureuse lorsque l'analyse porte sur 0,5 à 1 mgr. d'urée ; elle est préférable à la méthode physico-chimique réalisée en titrant aux conductibilités l'ammoniaque produite par la décomposition de l'urée.

M. J. Amann présente quelques remarques et observations touchant *la réaction d'Abderhalden.*

1. Expériences faites en vue de trouver un succédané du toluène ; des essais ont été faits avec le xylène, le chloroforme et le thymol, mais n'ont pas donné de résultats favorables.

Le meilleur parti à prendre est d'économiser le toluène en employant de l'eau distillée et stérilisée saturée de toluène. L'évaporation pendant la dyalyse sera empêchée en opérant en vase clos.

2. La *viscosimétrie du dyalisat* paraît pouvoir être employée, à côté des réactions chimiques (biuret, ninhydrine) et du dosage de l'azote, comme moyen de contrôle du résultat de la réaction.

Exemple pour une réaction positive :

Temps d'écoulement observé, pour le
Dyalisat du sérum seul . . . . . 290",5
pour le Dyalisat du sérum + organe . . 310",2
(moyenne de 5 observations).

Les produits dialysables provenant de la désintégration de l'albumine spécifique par le sérum actif augmentent la viscosité du dialysat.

3. Présentation d'une réaction positive obtenue avec le pancréas (organe sain) dans un cas d'atrophie du pancréas. Ce cas sera décrit ailleurs avec des détails cliniques.

M. Paul-L. Mercanton présente :

a) Une *photograhhie de la nébulose d'Orion* prise le 13 décembre 1912, de Bernex, par M. Schaer, astronome-adjoint à l'Observatoire de Genève, à l'aide du télescope Cassegrain d'un mètre d'ouverture qu'il a construit. Cette photographie est d'une netteté remarquable; elle correspond à un foyer de 9 mètres ; la pose a été d'une heure.

b) Un très *curieux thermogramme* tracé par le thermomètre enregistreur Richard de la colonne météorologique de Grindelwald, à la fin de janvier 1915. Cette période a été sereine et ensoleillée, le sol était constamment recouvert de neige; le régime thermique est resté remarquablement uniforme d'un jour à l'autre du 24 au 30 janvier. Le tracé journalier comporte quatre parties : de 10 heures à midi une ascension très rapide, de midi à 15 heures une baisse, rapide aussi, suivie, de 15 à 16 h., d'une nouvelle hausse de 1 à 2°C, enfin d'une hausse lente jusqu'au matin suivant. La première hausse et les deux segments de baisse ont une allure franchement exponentielle. L'amplitude atteignait 15 à 17°C.

Ces particularités du diagramme s'expliquent par l'action prépondérante du rayonnement et de l'insolation sur le thermographe de Grindelwald. Peut-être un défaut de ventilation accentue-t-il cet effet. Les périodes de hausse correspondent à l'insolation directe du village (le thermomètre en est protégé par la colonne même) d'abord pendant que le soleil luit au-dessus de la Viescherwand, puis lorsqu'il réapparaît sur la Petite Scheidegg. Les segments de baisse correspondent au rayonnement du terrain émergé pendant que le soleil est masqué par les montagnes ou couché.

M. Arthur MAILLEFER présente un *dispositif nouveau pour le dessin* des préparations microscopiques.

Séance du 15 mars

H. Fæs. Un cas curieux de greffage. — J. Amann. Méthode colorimétrique de dosage de Polypeptides et des acides aminés du sang. — L. Horwitz. Sur la variabilité absolue de la température annuelle en Suisse.

M. H. FAES présente un *cas curieux de greffage* observé en 1915 dans la serre du Champ-de-l'Air, à Lausanne. Il s'agit d'une greffe de vigne, exécutée par approche, variété Alicante, sur elle-même. Le bourgeon terminal ne s'est pas développé, mais bien les deux bourgeons situés directement au-dessous, qui ont donné des sarments normaux et porté de beaux fruits. Le sarment-greffon ayant été coupé au-dessous du troisième bourgeon, cette greffe curieuse est suspendue par la « tête », sans que sa vitalité paraisse en souffrir.

L'auteur donne quelques indications générales sur le greffage en arboriculture et en horticulture.

M. J. Amann. — *Méthode colorimétrique de dosage de Polypeptides et des Acides aminés du sang.*

Les produits obtenus par la dyalise du sérum des différents individus, pour la réaction d'Abderhalden, donnent, avec la ninhydrine, des colorations très variables, en général légères, mais parfois bien accusées. On sait que cette coloration violette est utilisée pour déceler les produits dialysables de désintégration de l'albumine : polypeptides et aminoacides. Abderhalden a démontré que ces derniers se trouvent, dans le sang, en proportion augmentée pendant la digestion des aliments protéiques.

Ces albumines dégradées apparaissant d'autre part dans le sang et dans l'urine en quantités plus ou moins considérables lorsque les fonctions du foie sont troublées, le dosage de ces produits dans le sang, aussi bien que dans l'urine, peut avoir un intérêt clinique.

La réaction avec la ninhydrine peut fournir, sinon un dosage rigoureux, du moins une évaluation numérique suffisante pour les besoins de la clinique lorsqu'elle est exécutée avec certaines précautions et dans des conditions bien déterminées. Cette méthode colorimétrique présente sur la méthode classique de van Slyke, l'avantage d'exiger l'emploi d'une quantité de sang beaucoup moins considérable, ce qui, dans le cas des enfants en bas âge, surtout, est très appréciable.

Le produit de la dialyse obtenu de 1 cm. de sérum avec 9 cm. cubes d'eau distillée stérilisée et saturée de toluol, suffit pour cela. La réaction avec la ninhydrine est faite au B-M à la température de l'ébullition, pendant 20 minutes.

La coloration obtenue et comparée au chronomètre à celle donnée par une solution type de polypeptides et d'acides aminés. Les expériences faites au laboratoire du Dr Amann ont montré que, dans les conditions de l'expérience, l'intensité de cette coloration est bien proportionnelle, entre certaines limites, à la teneur en azote des acides aminés.

Comme solution type on peut employer une solution obtenue par hydrolyse compléte de la caséine par l'acide sulfurique à 25 $^0/_0$, convenablement diluée de manière à renfermer 100 mg. Azote des acides aminés par litre. Ou bien, ce qui est plus simple, une solution de peptone de séricine dans laquelle on détermine la proportion d'azote par le Kjeldahl.

Voici, comme exemple d'application de cette méthode, les résultats obtenus avec le sérum du sang de la même personne prélevé à jeun et pendant la digestion.

Sérum à jeun : coloration correspondant à		0,76 mg.	N aminés pour 100 cm³.
Sérum pendant la digestion		2,05 mg.	
Sérum pendant la digestion	1 mg. N	3,12 mg.	

La troisième détermination, faite en ajoutant au sérum un cen-

timètre cube de liquide type (soit 0,1 mg. N) a servi de contrôle.

Ces résultats n'ont probablement pas de valeur absolue, mais sont intéressants comme valeurs comparatives.

Le dosage simultané des polypeptides et des acides aminés dans le sang et dans l'urine paraît pouvoir renseigner sur l'élimination de ces produits par le rein : il peut déceler une insuffisance de la fonction rénale relative aux aminoacides, comme le dosage simultané de l'urée et des chlorures dans le sang et dans l'urine renseigne sur la manière dont ces constituants sont éliminés par le rein.

M. L. Horwitz. — *Sur la variabilité absolue de la température annuelle en Suisse.*

Pour étudier ce facteur climatique, j'ai utilisé les données pour trente stations, qui ont fonctionné presque sans interruption pendant 50 ans (1864-1913). Une courbe, tracée par moi, montre comment la variabilité de la température change avec l'altitude de la station. Cette courbe embrasse toutes les stations de la Suisse, à l'exclusion de deux stations du versant méridional des Alpes ; elle est très mouvementée : les valeurs extrêmes atteignent 0,610° C pour Glaris et 0,416° pour le col Saint-Bernard. Toutefois, je crois pouvoir distinguer une très légère descente de la courbe, qui correspond à un abaissement approximatif de la variabilité initiale de 5 %.

Une théorie élaborée récemment (Arctowski) essaie d'expliquer les variations climatiques de la terre par les changements analogues de la constante solaire. Dans cet ordre d'idées et en tenant compte du fait de l'existence « des aires de compensation de la température », fait mis en lumière par le même auteur, on serait tenté de voir dans la *diminution* de la variabilité de la température avec l'altitude sur le versant septentrional des Alpes suisses un effet du rapprochement à la cause première des variations climatiques — au soleil.

Or, je ne le crois pas ; d'après moi, les facteurs *terrestres* sont bien suffisants pour expliquer le phénomène. Un facteur important, c'est la *position géographique*. En effet, les deux stations méridionales (Lugano, Castasegna) ont une température relativement très peu variable (0,348° C et 0,360°). Il est donc naturel d'admettre que les variabilités relativement petites des hautes stations des Alpes s'expliquent, au moins en partie, par les influences méridionales, tandis que ces dernières seraient beaucoup moins sensibles sur le plateau suisse, où les variabilités sont les plus grandes. L'importance de la position géographique apparaît aussi clairement si l'on compare les variabilités des trois cols : Saint-Bernard, Bernardin et Julier. La variabilité des deux premiers,

qui communiquent librement par les vallées transversales avec le versant méridional, relativement petite (0,416 et 0,444), tandis que le col Julier, bien abrité derrière des hautes murailles montagneuses, ne subit que très imparfaitement les influences méridionales et possède une température relativement très variable (0,549).

Vu cette grande variabilité de la température du col Julier (alt. 2237 m.), on pourrait même se demander si cette station ne nous indique pas plutôt que — en faisant abstraction des influences terrestres — la variabilité de la température *augmente* avec l'altitude. Cependant, il y a lieu ici d'insister sur un autre facteur *terrestre* qui joue un rôle non moins important que celui de la situation géographique. C'est celui de la *situation topographique*. « Entre une station située sur un sommet isolé ou sur le rebord d'un plateau et une station de vallée ou de plaine, la différence est la même qu'entre une station maritime et une station continentale » (de Martonne). Cette loi bien connue et partout constatée a trait aux variations thermiques journalières ou annuelles. Cependant, elle semble aussi s'appliquer à la variabilité annuelle de la température. Ainsi la grande variabilité de la température du col Julier et des stations du plateau suisse serait due, au moins en partie, à ce que ces stations sont situées dans une dépression, tandis que les stations plus hautes, situées sur le rebord septentrional des Alpes, ont une variabilité plus petite. De la même façon s'explique la très petite variabilité de la station du Säntis (sommet isolé, 2500 m., 0,413° C; la période n'embrasse que 31 ans), par opposition à celle, beaucoup plus grande, des stations environnantes de la plaine.

Il s'ensuit de ce qui précède que, pour résoudre le problème, en quel sens change la variabilité de la température avec l'altitude sous l'influence *cosmique*, il faut tout d'abord tenir compte et éliminer si possible les multiples facteurs *terrestres*, qui masquent cette influence et dans ce but s'impose l'analyse des données des stations situées dans les conditions les plus diverses.

Séance du 5 avril

P. Dutoit. La théorie de la dissolution anodique du cuivre. — M. Porchet. Remarque sur la communication précédente. — P.-L. Mercanton. Lecture d'une note de M. de Quervain sur le tremblement de terre du 1er mars 1916.

M. P. Dutoit. — *La théorie de la dissolution anodique du cuivre* est connue dans ses grandes lignes, surtout depuis les travaux de Lüther. C'est l'équilibre conc. Cu ++ (conc. Cu +)^2 = K qui règle le phénomène. La concentration des ions cuivreux, dans

les différents milieux où la dissolution s'effectue, est par contre mal connue, aussi la théorie ne permet-elle pas de prévoir avec exactitude la proportion de cuivre réduit et de sels cuivreux et cuivriques qui se forment par électrolyse. Des facteurs comme la température, la densité de courant, la concentration des solutions, l'agitation, l'action de l'air, la diffusion de la soude, etc., exercent une action prépondérante sur la répartition du cuivre — en combinaisons cuivriques ou cuivreuses — au moment de la dissolution. Lorsqu'il s'agit de transformer le cuivre dissous en sulfate, les combinaisons cuivriques sont seules intéressantes.

Différents collaborateurs de M. Dutoit ont analysé, en 1911, les produits de dissolution anodique dans des solutions neutres de chlorures et de sulfates alcalins et dans des solutions acides.

Dans les chlorures, on peut réaliser, au laboratoire, une dissolution entièrement cuivrique. Ces conditions sont difficilement accessibles à l'industrie. On obtiendra toujours pratiquement, à côté des oxychlorures cuivriques du type de l'atakamite, des cuprochlorures alcalins et leurs produits d'oxydation à l'air, de l'hydroxyle cuivreux et un peu de cuivre pulvérulent.

Dans les sulfates neutres, l'opération peut être conduite de façon à obtenir le 95 % du cuivre à l'état d'oxyde soluble à froid dans l'acide sulfurique. En travaillant à chaud avec de fortes densités de courant, la totalité du cuivre est déposée à l'état pulvérulent, partie à l'anode, partie à la cathode.

Dans les sulfates acides, la dissolution est presque entièrement cuivrique, mais des diaphragmes sont indispensables (au moins un). Les essais de laboratoire ne sont pas non plus directement transposables en grand et cette électrolyse demande une expérience industrielle qui n'est pas nécessaire lorsqu'il s'agit de la dissolution dans un sulfate neutre.

Abordant le côté actuel de la question, M. Dutoit montre d'abord, par des statistiques, que le canton de Vaud paie annuellement à l'étranger une somme de 100-200,000 fr. pour l'eau et l'acide sulfurique contenus dans le sulfate, bien que ces produits soient sans valeur au point de vue de la lutte anticryptogamique. Une fabrication rationnelle du sulfate de cuivre est impossible dans les conditions industrielles de la Suisse, mais on pourrait se demander si une fabrication électrochimique, à partir du cuivre à bas titre ou du vieux cuivre, serait rentable.

L'étude du prix de revient montre qu'en temps normal (en admettant le prix moyen de 55 cent. pour le sulfate et 1 fr. 30 pour le vieux cuivre) la marge du bénéfice est beaucoup trop faible pour qu'une usine ait avantage à monter cette fabrication. La variation des cours du cuivre est telle que cette industrie prendrait forcément le caractère d'une entreprise de spéculation. Seuls l'Etat, les

communes ou les syndicats seraient en mesure d'imposer un cours *local* du sulfate au moment des achats de cuivre et fabriqueraient sans aléas.

Les communes du vignoble disposant d'excès de force, seraient dans la situation la plus favorable ; elles économiseraient 1° la force, qui intervient pour 2 centimes environ dans le prix de revient, 2° l'emballage et le transport, 3° la plus grande partie des frais de cristallisation, 4° une fraction notable des frais généraux. (M. Dutoit mentionne, à titre d'exemple, 2 ou 3 communes qui disposent d'excès de force suffisant pour assurer l'approvisionnement du canton en sulfate).

En terminant, M. Dutoit soulève la question du remplacement du sulfate par l'azotate de cuivre. Ce dernier sel présenterait, au point de vue de l'économie nationale, un grand avantage. Il peut être produit dans une usine d'oxydation de l'azote atmosphérique, à partir de l'acide dilué, de moindre valeur que l'acide concentré. Alors qu'un kilog. de cuivre métallique est accompagné, dans le sulfate, d'acide sulfurique et d'eau qui sont payés fr. 0,80 sans avoir de valeur agricole, la même quantité de cuivre serait accompagnée, dans l'azotate, d'un élément ayant une valeur certaine comme engrais et dont le prix serait cependant inférieur à fr. 0,80.

L'azotate se présente sous une forme moins avantageuse que le sulfate au point de vue de l'emballage et de la conservation, mais cet inconvénient peut être supprimé par l'adjonction de substances inertes. Les bouillies préparées à l'azotate sont identiques à celles provenant du sulfate.

Toute la question se résume en ceci : l'adjonction d'un fertilisant azoté, au moment des « sulfatages », est-elle nuisible ou favorable au rendement de la vigne et au développement des maladies cryptogamiques. Elle n'est donc pas de la compétence du chimiste.

M. Porchet relève le caractère d'actualité du problème traité par M. P. Dutoit.

Depuis le début de la guerre les prix du *sulfate de cuivre* ont subi sur le marché mondial une hausse persistante due essentiellement à la spéculation et au fret. En présence de ces faits, on doit se demander s'il n'y aurait pas avantage à étudier la fabrication en Suisse des produits cupriques nécessaires à la viticulture et agriculture nationales.

Sur une proposition de la Station viticole de Lausanne, faite en décembre 1915 et grâce à l'intervention du Département vaudois de l'Agriculture, le Département fédéral de l'Economie publique a décidé de constituer une commission chargée de cette étude. Cette commission aura évidemment à envisager concurremment avec d'autres méthodes, les procédés préconisés par M. Dutoit.

Le problème d'ensemble est complexe. On doit examiner tout d'abord la préparation de sels cupriques, tels que l'oxychlorure, par exemple, consommant dans la pratique viticole une quantité de cuivre plus faible que celle utilisée dans la préparation des bouillies cupriques usuelles.

Ensuite il y a lieu d'envisager la préparation du sulfate de cuivre ou autre sel cuprique utilisable comme produit de base dans la préparation de bouillies usuelles. Les travaux de M. Dutoit apportent sur ce point des propositions précises. A ce propos M. Porchet fait quelques réserves au sujet de la préparation du sulfate de cuivre dans de petites installations intercommunales où on économiserait des frais de cristallisation et d'emballage. Il indique ensuite que, si la viticulture n'a pas cherché à remplacer le sulfate de cuivre par le nitrate pour la préparation des bouillies cupriques c'est que ce dernier sel, hygroscopique, présente entre autres des difficultés de manutention, emballage, magasinage qu'on ne rencontre pas avec le sulfate. En outre, le nitrate n'est devenu industriellement intéressant au point de vue suisse que depuis l'établissement récent chez nous de l'industrie de l'acide nitrique de synthèse.

M. P.-L. Mercanton donne lecture d'une note de M. de Quervain, chargé du service sismologique fédéral, sur *le tremblement de terre du 1er mars 1916*.

Ce sisme a été ressenti en Suisse occidentale et en Franche-Comté. Il a été enregistré entre autres par les sismographes de Besançon, Neuchâtel et Zurich dont les indications concordent pour assigner à l'hypocentre, la position suivante : Longitude : 5° 58′ E. Gr. ; latitude 47° 0′ N ; profondeur 20-30 km. Le sisme s'est produit là à 20 h. 53 m. 46 s. H. E. O. La vitesse de propagation des ondes primaires a été de 5-5 km. par seconde.

Le point déterminé par les sismogrammes se trouve à égale distance de deux régions où le sisme a été ressenti par les populations (aires macrosismiques) ; la Côte d'Or en France et au sud du Jura, spécialement en Suisse.

Dans notre pays, en effet, l'aire macrosismique est limitée sensiblement par les localités suivantes : Tavannes, Bienne, Aarberg, Fribourg, Bulle, Château-d'Œx, Gessenay, Montreux, Genève (Evian). Il est remarquable que dans cette aire les régions de grande intensité sont séparées par des aires d'intensité moindre, et qu'en plusieurs points le sisme n'a pas été ressenti du tout (région d'Oron par exemple). L'intensité maximum n'a pas dépassé le chiffre V de l'échelle Rossi-Forel (ébranlement d'objets, sisme perçu dans les maisons, pas de panique). L'aire d'intensité V a vaguement la forme d'une ellipse à grand arc nord-sud ayant ses

extrémités à 10 km. au nord de Pontarlier et à 5 km. au nord de Morges, en des points distants de 50 km. environ. Le petit axe de cette ellipse a quelque 25 km. et va du Lieu à Corcelles sur Chavornay. La région d'Orbe et celle de l'Isle-Cossonay ont eu des secousses particulièrement fortes.

Cette région d'intensité maximum concorde assez bien avec la grande faille qui traverse le Jura du lac de Joux à Pontarlier.

Y a-t-il là un rapport de cause à effet ? Ce serait le premier cas constaté de corrélation entre un sisme et un caractère tectonique du terrain en Suisse.

L'impression s'accentue que la région considérée a été l'objet d'un phénomène sismique secondaire déclanché par le sisme dont les instruments ont permis de fixer l'hypo et l'épicentre.

L'heure, bien constatée, du sisme à Lausanne, 20 h. 54 m. 20 s. H. E. O., semble indiquer que là aussi il s'agit d'une secousse secondaire. Elle est en retard de 10 secondes sur celle des sismographes.

En terminant, M. de Quervain insiste sur l'importance de bonnes déterminations horaires.

Une étude complète de ce sisme paraîtra dans les *Annales* du Bureau météorologique central suisse pour 1916.

Séance du 19 avril

Maurice Lugeon. Gisements calcaires du massif des Aiguilles-Rouges et coin de gneiss d'Alesses (Valais). — H. Fæs. Quelques considérations sur la lutte contre le mildiou. — Paul Mercanton. Présentation d'un mémoire de M. Fritjof Lecoultre, à Genève, intitulé : Contribution à l'étude physique des étoiles filantes.

M. Maurice Lugeon. — *Gisements calcaires du massif des Aiguilles-Rouges et coin de gneiss d'Alesses (Valais).*

En 1913, dans une note publiée avec la collaboration de Mme Jéremine [1], M. Lugeon a attiré l'attention sur la présence fréquente dans le massif des Aiguilles-Rouges, en Suisse, de bandes calcaires, soit des marbres contenant des minéraux tels que diopside, phlogopite, graphite, quartz, idocrase, orthose, sphène et grenat.

De nouvelles recherches ont amené la découverte de nouveaux

[1] M. Lugeon et Mme E. Jéremine, Sur la présence de bandes calcaire dans la partie suisse du massif des Aiguilles-Rouges (*Bull. Soc. Vaud. Sc. nat.*, 1913, vol. XLIX et *C. R. Acad. des Sc.*, Paris, 13 mai 1913.

gisements, dont la plupart ont été découverts par M. H. Gams dans ses recherches phtogéographiques.

Ces nouveaux gisements montrent nettement la disposition en lentille de ces marbres plongés dans le gneiss ou accompagnés de granulites, mais l'alignement de quelques-uns d'entre eux jalonne certainement d'anciens plis de la chaîne hercynienne.

Sur la rive droite du Rhône, sur l'alignement déterminé par les gisements du Trapon découvert par Renevier et par celui du sentier de Branson à Alesse (au-dessus des pentes du Rozel) découvert par Lugeon, M. Gams a retrouvé un gisement de graphite exploité anciennement et dont le Musée de Lausanne possédait des échantillons.

L'affleurement est à l'altitude d'environ 1200 m., à 150 m. de distance environ, à l'est du sentier de la Joux Brûlée. Ce graphite forme une veine de 1 à 2 cm. de puissance, intercalé dans le gneiss. Sa signification est intéressante, car ce minéral représenterait le reste ultime d'un très antique dépôt de charbon.

A l'ouest de la lentille du Trapon, M. Gams a découvert, au lieu dit les Sandroux (au nord des mayens à Loton), à l'altitude de 1020 m., une nouvelle lentille épaisse de 5 m.

Plus loin, à l'est des mayens de Beudon, au bord du sentier qui arrive à ces chalets du côté de l'est, à l'altitude moyenne de 775 m., M. Gams a encore attiré l'attention sur une série de lames calcaires stirées en lentilles dont l'épaisseur peut par places atteindre 2 m. L'ensemble, intercalé dans le gneiss, a environ 30 m. de puissance. Enfin, un autre gisement existe dans les parois qui sont au-dessous de Beudon et un autre dans celles dominées par le Sex Rouge (point 1206 de la carte Siegfried). Ces deux affleurements n'ont pu être découverts que par les éboulis, les lentilles étant inabordables.

En outre, dans le tunnel des forces du lac de Fully, sous le col 2056, il a été rencontré trois lentilles de quelques décimètres à 2 m. de puissance. M. Hartmann, dans un travail récent, avait signalé la présence de calcaire dans ce tunnel. Fait curieux, rien de ces lentilles du tunnel n'affleure en surface.

Il est certain que bon nombre d'autres gisements doivent exister dans la région, mais vu leur petitesse, il sera difficile de les découvrir, tant ces territoires sont boisés et escarpés. On sait que dernièrement, M. Elie Gagnebin ([1]), en examinant la teneur en chaux des sources de cette région cristalline, a fait remarquer que plusieurs d'entre elles se montrent d'une dureté anormale. Il a supposé avec raison que ces sources provenaient des bandes calcaires.

M. Lugeon a découvert encore une de ces lentilles dans une

[1]) Elie Gagnebin, *Bull. Soc. Vaud. Sc. nat.*, 1916, vol. 51, P.-V, p. 10.

région plus lointaine, sur la rive droite de la Barberine, entre Emosson et Barberine (montagnes de Finhaut).

Un intérêt particulier s'attache à un de ces affleurements, soit à celui découvert par de Saussure au bas du sentier d'Alesse (rive droite du Rhône). Cette lentille se trouve dans un coin de roches gneissiques qui monte d'une centaine de mètres au-dessus de la plaine en se faufilant d'une manière complètement disharmonique dans le synclinal carbonifère. Il est curieux que ce coin de gneiss, d'une importance tectonique considérable, n'ait pas été vu par M. Hartmann ([1]) qui s'est livré dernièrement à une étude détaillée des relations du Carbonifère et des schistes cristallins.

Au sud de ce coin, le Carbonifère présente des conglomérats à caractère si spécial que Golliez ([2]) les avait considérés comme archéens tandis qu'au nord les conglomérats présentent l'aspect normal du conglomérat dit de Vallorcines. L'erreur de Golliez est donc très excusable.

Ce coin témoigne bien par sa présence insolite que sous l'effort de la poussée alpine l'ancienne pénéplaine hercynienne antécarbonifère, de même que l'ancienne pénéplaine antétriasique ne s'est soumise aux efforts qu'en se brisant. Ses morceaux ont par places pénétré dans la couverture sédimentaire comme des échardes pénètrent dans la chair. Ce coin est analogue à ceux que M. Lugeon a décrits à l'est du massif du Torrenthorn.

A ce propos, Lugeon signale que dans le synclinal carbonifère de la vallée du Trient existe également un de ces coins. Il est situé sur la rive gauche de l'Eau-Noire, près de Châtelard-village et forme la colline cotée 1194 m. qui sépare le thalweg épigénétique actuel de l'Eau-Noire d'un ancien thalweg interglacière barré par une superbe moraine.

M. H. Faes présente *quelques considérations sur la lutte contre le mildiou.*

Nos connaissances se sont beaucoup élargies ces dernières années dans ce domaine si complexe qui touche à la physiologie végétale (développement du champignon dans la vigne et réaction de celle-ci sous l'attaque du parasite), à la chimie (composition des diverses substances anticryptogamiques, concentration, durée d'action, efficacité comparée), à la physique (bouillies cupriques à adhérence et pouvoir mouillant renforcés), à la météorologie

[1]) Placidus Hartmann, Zur Geologie des Kristallinen Substratums der Dents de Morcles, Berne, A. Francke, 1915.

[2]) Golliez, *Eclogæ geologicæ helvetiæ*, vol. IV, année 1893, p. 106. *Livret-guide géologique dans le Jura et les Alpes de la Suisse*, Lausanne, 1894, p. 220.

(influence des conditions météorologiques diverses sur le champignon et la vigne).

Certaines vignes, quelques vignes sauvages d'Amérique en particulier, présentent une composition de sucs cellulaires défavorable au développement du cryptogame. Pour cette raison, on a hybridé ces espèces résistantes avec nos vignes sensibles, afin d'obtenir des types, les *producteurs-directs*, résistants par eux-mêmes au parasite.

D'autres vignes, toutes nos variétés de *Vitis vinifera* en particulier, sont facilement atteintes par le mildiou et doivent être protégées par les traitements préventifs aux sels de cuivre.

M. H. Faes rappelle les travaux des Stations viticoles suisses de Wädenswil et Lausanne, qui ont démontré la pénétration du mildiou par les stomates sis à la face inférieure des feuilles de la vigne. Il expose les modifications survenues en cours de route dans la composition des bouillies cupriques, diminution du dosage en sulfate de cuivre, emploi des bouillies adhérentes, des bouillies mouillantes.

Toutes les études et observations faites établissent que les traitements cupriques atteignent leur maximum d'efficacité lorsqu'ils sont appliqués dans certaines périodes, coïncidant en général avec une baisse barométrique et thermométrique. Pour connaître ces périodes, on peut donc consulter baromètre et thermomètre ou fixer simplement à un échalas une pousse de vigne dont on étudie l'allongement; un retard coïncide en général avec les conditions défavorables ci-dessus indiquées. Si les traitements sont les plus efficaces en périodes semblables, c'est que le champignon trouve également dans ces conditions le terrain le plus favorable à la contamination. Dans la période de végétation de la vigne, une baisse barométrique et thermométrique détermine en général la diminution de la transpiration de la plante, un enrichissement de ses tissus en eau, donc des conditions très favorables au développement du mildiou. Un traitement aux bouillies cupriques fait à ce moment protégera donc justement la vigne au moment où elle en aura le plus besoin.

D'aucuns vont plus loin. Affirmant que les bouillies cupriques perdent très rapidement, après leur application, la possibilité de céder du cuivre utilisable, ils estiment que les traitements effectués dans les conditions exposées, la vigne ayant ses tissus gorgés d'eau, agissent en cédant directement à la plante une quantité de cuivre, par voie osmotique ou autre, bien plus considérable que dans des conditions météorologiques différentes. La plante acquerrait ainsi une sorte de *mithridatisme*, ce qui se traduirait par une défense efficace contre le champignon.

D'où il résulte que la lutte contre le mildiou présente encore des inconnues aux chercheurs.

M. Paul Mercanton présente un mémoire de M. Fritjof Lecoultre, à Genève, intitulé : *Contribution à l'étude physique des étoiles filantes.*

M. Lecoultre a observé, de 1908 à 1910, les principales averses périodiques d'étoiles filantes, en vouant une attention toute spéciale à leurs caractères physiques. Il a noté systématiquement : la fréquence des météores, la durée de leur visibilité, leur répartition horaire, leur vitesse de marche rapportée à une échelle de six termes allant des plus grandes aux plus faibles vitesses observées, leur éclat exprimé en grandeurs stellaires, leur couleur, leurs centres d'émanation et, enfin, les traînées lumineuses qu'ils laissent parfois.

Ces constatations font l'objet de tableaux et de graphiques nourris concernant les averses suivantes : Perseïdes 1908, Léonides 1908, Lyrides 1909, Aquarides 1909, Perseides 1909, Léonides 1909, Géminides 1909, Perseides 1909.

Quelques pages sont consacrées à des bolides et étoiles filantes télescopiques.

M. Lecoultre croit pouvoir conclure de ses séries que l'éclat des étoiles filantes est en raison inverse de leur vitesse de marche.

LISTE BIBLIOGRAPHIQUE

des Travaux de Chimie faits en Suisse

1916

Mars

42. Allemann (O.). Zur Bestimmung des Fettgehaltes im Käse. Bern-Liebefeld. Schweiz. milchwirtschaftl. Anstalt. — *Milchwirtschaftl. Zentralblatt* **45.** 86.

43. Amann (J.). Les ferments de défense de l'organisme et la réaction d'Abderhalden. Lausanne. — *J. suisse de pharm.* **54.** 148. 165.

44. Bach (A.). Sur une nouvelle réaction de l'urine. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 353.

45. Baur (E.). Die Verwendung der Elektrizität zu elektrochemischen und elektrometallurgischen Zwecken. Zürich.

46. Briner (E.). Sur le mécanisme des réactions dans l'eau régale. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 387.

47. Dubsky (J. V.). Vereinfachte quantitative Mikroelementaranalyse organischer Substanzen. Zürich. Chem. Lab. der Univ. — *Chem.-Zeitung* **40.** 201.

48. Eder (Robert). Ueber das Chrysarobin des Handels. Zürich. Pharm. Inst. der techn. Hochschule. — *Archiv der Pharm.* **254.** 1.

49. Guye (Ph. A.). Contributions à l'étude des causes d'erreur affectant les déterminations des poids atomiques. Des pesées. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **14.** 25.

50. Guye (Ph. A.). Des diverses méthodes en usage pour réduire les poids au vide. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **14.** 83.

51. Kaufmann (Adolf) und Rothlin (Ernst). Ueber eine neue Synthese des Damascenins. Genf. Univ. Lab. für org. Ch. — *Berichte* **49.** 578.

52. Laar (J. J. van). Sur l'additivité des valeurs de $\sqrt{a}$ et b de l'équation d'état et sur la relation des constantes fondamentales avec le système périodique. Clarens. — *J. ch. phys.* **14.** 3.

53. Lifschitz (J.). Ueber die Einwirkung von Hydrazinhydrat auf Nitrile. Zürich. Chem. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 489.

54. Lunge (Georg). Handbuch der Schwefelsäurefabrikation und ihrer Nebenzweige (Braunschweig) Zürich.

55. Renard (Th.) et Guye (Ph. A.). Contributions à l'étude des causes d'erreur qui affectent les déterminations des poids atomiques. Détermination expérimentale de la correction de réduction au vide des poids des corps pulvérulents. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **14.** 55.

56. Reutter (L.). Des ambres lacustres. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 421.

57. Reutter (L.). Analyse d'une pommade romaine. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 470.

58. Reutter (L.). Salicylate et méthylsalicylate de mercure. Genève. — *J. suisse de pharm.* **54.** 126.

59. Schweizer (Karl). Tyrosinase et désamination. *Thèse.* Genève (Prof. Chodat).

60. Trier (G.). Ueber die chemische Natur der Enzyme. Zürich. — *J. suisse de pharm.* **54.** 161. 176.

61. Tunmann (O.). Zur microchemischen Unterscheidung von Morphin und Kodein. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **31.** 148.

Avril

62. Abelin (J.). Untersuchungen über den Kohlenhydratstoffwechsel an der überlebenden Kaninchenleber. Bern. Physiol. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **74.** 248.

63. Abelin (J.). Ueber ω-Sulfonsäuren des Salicylsäure-p-amino-phenylesters und ihre Derivate. Bern. Med.-chem. Inst. der Univ. — *Annalen* **411.** 229.

64. Abelin (J.) und Perelstein (M.). Ueber ω-Sulfonsäuren des Salicylsäure-p-aminophenylesters und ihre Derivate. Bern. Med.-chem. Inst. der Univ. — *Annalen* **411.** 216.

65. Amann (J.). Le dosage des polypeptides et des acides aminés dans le sang. Lausanne. — *Revue méd. de la Suisse romande* **36.** 230.

66. Baragiola (W. J.) und Godet (Ch.). Widerlegung der Brauchbarkeit einiger neuerer Verfahren zur analytischen Bestimmung der Bindungszustandes einzelner organischer Säuren im Weine. Wädenswil, Chem. Abt. der schweiz. Versuchsanst.— *Zeitschr. Unters. Nahrungsmittel* **31.** 203.

67. Bogdanoff (Alexis). Influence des radicaux acyles sur la bromuration de la para-anisidine. *Thèse.* Genève (Dr Ferrario).

68. Guggenheimer (M.) und Löffler (W.). Ueber das Vorkommen und Schicksal des Cholins im Tierkörper. Eine Methode zum Nachweis kleiner Cholinmengen. Basel. Med. Klinik der Univ. und Physiol. Lab. von F. Hoffmann-La Roche und Co. — *Biochem. Zeitschr.* **74.** 208.

69. Heller (Robert). Die Fluorescenz der Hämoglobinderivate und ihre Bedeutung für den forensischen Blutnachweis. Zürich. Gerichtl.-med. Inst. der Univ. — *Vierteljahrschr. gericht. Med.* **51.** 219.

70. Huber (Max). Sur la synthèse de l'hydrocinchonine et de l'hydrocinchonidine à partir de la cinchonicine de Pasteur. *Thèse.* Genève (Dr Kaufmann).

71. Kaufmann (Adolf) und Radosevic (Radoslav). Zur Synthese von Isochinolin-Derivaten. Genf. Univ. Lab. für org. Ch. — *Berichte* **49.** 675.

72. Kehrmann (F.). Préparation du bleu de méthylène comme expérience de cours. Lausanne. — *Monit. scient.* **1916.** 79.

73. Liechti (Paul) und Truninger (Ernst). Zur Untersuchung und Bewertung des Kalkstickstoffs. Bern. Schweiz. Agrik.-chem. Anstalt. — *Chem.-Zeitung* **40.** 365.

74. Pfeiffer (Paul) und Wittka (Franz). Zur Theorie des Färbeprozesses. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Chem. Zeitung* **40.** 357.

75. Rapin (A.). Le charbon comme cause d'erreur dans la recherche chimique du sang dans les selles. Val-Mont sur Territet. Inst. médical du Dr Widmer. — *J. suisse de pharm.* **54.** 175 et *Revue méd. de la Suisse romande* **36.** 235.

76. Tunmann (O.). Zur Mikrochemie des Gentisins und der gelben Farbstoffe in Frasera carolinensis. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **31.** 181. 189.

Mai

77. Balavoine (P.). Alcool et extrait de bière. Genève. Lab. cantonal. — *J. suisse de pharm.* **54.** 280.

78. Baudisch (Oskar). Ueber Nitrat- und Nitrit-Assimilation. Ueber Cholera. Zürich. — *Berichte* **49.** 1148.

79. Baudisch (Oskar). Ueber Nitrat- und Nitrit-Assimilation. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **49.** 1159. 1167. 1176.

80. Baudisch (Oskar) und Jenner (F.). Notiz zu einer Darstellung von freiem Hydroxylamin aus Hydroxylamin-Sulfat. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **49.** 1182.

81. Bonifazi (G.) et Rosenstiehl (E.). Dosage de l'amidon dans les féculents. Lausanne. Lab. cantonal. — *Travaux ch. alim.* **7.** 116.

82. Briner (E.). A propos de l'état des corps à l'intérieur du soleil. Genève — *J. ch. phys.* **14.** 178.

83. Brun (Albert). Quelques recherches sur le volcanisme. Action de la vapeur à haute température sur les roches éruptives. Genève. — *Arch. des Sc. phys. et nat.* **41.** 401 et *Bull. de la Soc. française de minéral.* **38.** 275.

84. Burri (R.). Neuere Forschungsergebnisse betreffend die Gesetze der Labwirkung. Bern-Liebefeld. Schweiz. milchwirtschaftl. Anstalt. — *Schweiz. Milch-Zeitung* **42.** Nos 29, 30. 31. 33; *Schweiz. Zentralblatt Milchwirtschaft* **5.** 101 und *Molkerei-Zeitung* **26.** 129, 137.

85. Dubsky (J. V.). Wasserstoffsuperoxyd als Verseifungsmittel. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *J. prakt. Ch.* **93.** 137.

86. Dubsky (J. V.). Die Affinitätsabsättigung der Haupt-und Nebenvalenzen in den Verbindungen höherer Ordnung. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *J. prakt. Ch.* **93.** 142.

87. Dubsky (J. V.). Zur Kenntnis der direkten Nitrierung aliphatischer Iminoverbindungen. Einwirkung absoluter Salpetersäure auf das 3.5-Diketo-1-methyl-hexahydro-1.4-diazin. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **49.** 1037.

88. Dubsky (J. V.). Einwirkung absoluter Salpetersäure auf Derivate der Imino-dipropionsäuren. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **49.** 1045.

89. DUBSKY (J. V.) und WENSINK (W. D.). Einwirkung absoluter Salpetersäure auf das 3.5-Diketo-1-acetamidhexahydro-1.4-diazin. Zürich. Chem. Univ.-Lab. - *Ber.* **49.** 1041.

90. DUBSKY (J. V.) und WENSINK (W. D.). Zur Kenntnis des Iminodi-isobutyronitrils. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **49.** 1134.

91. FELLENBERG (Th. von). Bestimmung der Mineralstoffalkalität von Lebensmitteln. Bern. Lab. des schweiz. Gesunheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **7.** 81.

92. FELLENBERG (Th. von). Bestimmung des Säuregrades in Brot und Teigwaren. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **7.** 122.

93. GRÜN (Adolf). Ueber einige Komplexverbindungen der Zuckeralkohole. Zürich. Chem. Lab. der Univ. — *Monatshefte* **37.** 205.

94. GUYE (Ph. A.) et GERMANN (F. E. E.). Contributions à l'étude des causes d'erreur affectant les déterminations des poids atomiques. Méthode micro-analytique pour l'étude des gaz ; application à l'analyse de traces d'air. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **14.** 195.

95. GUYE (Ph. A.) et GERMANN (F. E. E.). Des impuretés gazeuses contenues dans l'argent considéré comme étalon auxiliaire des poids atomiques. Genève. Lab. de ch. physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **14.** 204.

96. KEHRMANN (F.). Ueber Farbstoffe der Methylenblau-Gruppe. Phenyl-Derivate des Methylenblaus und des Thionins. Lausanne. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 1013.

97. KEHRMANN (F.). Zur Abwehr gegen Hrn. Hantzsch. Lausanne. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 1207.

98. KEHRMANN (F.). Zur Stereochemie der Chinon-Oxime. Ueber die Konstitution der Chlor-toluchinon-oxime von Oliveri und Tortorici, dargestellt aus o-Kresol und m-Kresol. Lausanne. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 1211.

99. KOHLSCHÜTTER (V.) und FREY (A.). Ueber die Kolloidisierung des festen Thoriumoxyds. Bern. Anorg. Lab. der Univ. — *Zeitschr. Elektroch.* **22.** 145.

100. LOUP. Etude pharmacodynamique sur la pelletiérine. Genève. Lab. de thérap. de l'Univ. — *Revue méd. de la Suisse romande* **36.** 304.

101. Moles (E.). Sur la densité absolue du gaz acide bromhydrique. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 686.

102. Pfeiffer (P.) und Würgler (J.). Die Beinflussung der Löslichkeit von Aminosäuren durch Neutralsalze. Zürich. Chem. Univ.-Inst. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **97.** 128.

103. Pritzker (J.). Ueber biorisierte Milch. Frauenfeld. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **54.** 251. 265.

104. Reich (S.) et Xienzopolska (M.). Sur l'acide m-azoxyphényl-propiolique. Genève. Lab. de ch. org. de l'Univ. — *Bull. de la Soc. chimique* **19.** 146.

105. Reutter (L.). Analyses de deux masses résineuses ayant servi aux Incas de l'Amérique du Sud à embaumer leurs morts. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 689 et *J. suisse de pharm.* **54.** 136.

106. Rüst (Ernst). Diffusion von Metallen in festem Zustand. Zürich. — *Naturwissenschaften* **4.** 265.

107. Waser (Ernst). Ueber einige Derivate des ac.-Tetrahydro-β-Naphtylamin. Zürich. Pharm. Inst. der Univ. — *Berichte* **49.** 1202.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE JUILLET 1916

Le 2, brise du lac toute la journée : orage à 4 h. du soir.

3, brise du lac jusqu'à 3 h. du soir ; orage à 4 h. et de 6 h. à 9 h. du soir ; pluie de 5 h. à 9 h.

4, brise du lac jusqu'à 1 h. ; orage à 1 h. 30 : succession de grains de 3 h. à 10 h. du soir ; grêle à 7 h. 50 et pluie dans la nuit.

5, pluie de 7 h. du matin à 2 h. et de 5 h. à 6 h. 45 du soir.

6, brise du lac le matin ; orage à 9 h. du soir.

7, brise du lac le matin ; pluie de 5 h. à 8 h., de 9 h. 15 à 10 h. du soir et dans la nuit.

8, pluie de 1 h. à 2 h. et de 3 h. à 4 h. du soir.

9, brise du lac depuis 1 h. du soir.

10, pluie de 11 h. 45 du matin à 2 h. 15, de 5 h. 30 à 6 h. 40 et de 7 h. 10 à 8 h. 50 du soir.

12, brise du lac toute la journée.

14, pluie de 11 h. 30 à midi et de 3 h. à 4 h. 40 du soir.

16, rosée le matin ; brise du lac toute la journée ; pluie dans la nuit.

17, pluie de 7 h. à 10 h. 10 du matin.

18, rosée le matin ; brise du lac toute la journée : halo solaire faible à 3 h. du soir.

19, brise du lac toute la journée.

20, brise du lac le matin ; forte bise depuis 4 h. du soir.

21, forte bise toute la journée.

22, brise du lac toute la journée.

23, orage à 1 h. 40 et 2 h. 45 ; pluie de 3 h. à 4 h. du soir et dans la nuit.

24, orage à 3 h. 15 ; pluie de 3 h. 30 à 4 h. 20 du soir.

25, brouillard enveloppant à 7 h. du matin ; brise du lac depuis 9 h.

26, brise du lac toute la journée.

27, halo solaire de 10 h. à 11 h. 30 du matin ; pluie à 3 h. 50, 5 h. 20 et 8 h. du soir.

28, petite pluie à 7 h. 30 du matin ; forte bise depuis 4 h. du soir.

29, violente bise toute la journée.

les 30 et 31, brise du lac toute la journée.

GENÈVE — JUILLET 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	29.9	28.1	26.4	28.40	+ 1.04	25.9	30.0	SSW. 1	S. 1	SSW. 1	calme	1.3	1	3	1	1	**14.3**	....	....
2	25 0	24.6	24 5	24.73	- 2.66	23.7	25 9	NNE. 1	NNE. 1	NNE 1	NNE. 1	5.0	2	3	9	5	6.6	0.1	....
3	21.8	21.0	22.4	**21.77**	- **5.64**	**20.7**	23.8	SSW. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	4.0	9	2	10	8	4.7	4.0	3
4	22.9	21.1	21.8	22.44	- 5.00	21.0	23.5	E. 1	NNE. 1	W. 1	var.	6.5	9	9	10	9	3.6	**35.7**	**16**
5	24.4	29.1	32.1	27.26	- 0.20	21.6	**32.4**	SSW. 2	SSW. 2	SW. 1	SSW. 1	10.9	10	10	10	10	0.0	6.0	9
6	30.9	28.4	26.7	29.04	+ 1.55	26.0	**32.4**	NE. 1	NNE. 1	SW. 0	calme	1 2	0	1	10	4	11.5	....	....
7	24.0	22.7	23.1	23.51	- 4.00	22.1	26.0	NNW. 1	NNE. 1	SSW. 1	var.	4.9	10	9	10	10	0.0	3.3	6
8	23.2	24.6	25.0	23.96	- 3.58	22.7	25.5	NE. 1	SSW. 1	SE. 1	SE. 1	2.7	8	9	9	9	0.5	1.0	2
9	26.5	25.6	24.7	25.54	- 2.02	23.7	27.1	SSW. 1	NNE. 1	NNW. 1	NNE. 1	5.2	9	4	9	6	7.8	0.2	....
10	25.8	27.1	28.2	26 48	- 1.10	23.7	28.8	SW. 1	W. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.4	0	2	9	4	7.8	0.1	....
11	28.5	28.6	31.4	29.35	+ 1.75	27.9	31.8	NNE. 1	SW. 1	SSE. 1	var.	5.0	8	10	10	9	3.6	7.0	4
12	31.7	30.8	30.4	**30.93**	+ **3.30**	29.8	31.8	SSE 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	5.4	0	1	8	3	13.5	....	....
13	29.5	28.4	28.8	28.97	+ 1.32	27.9	30.2	W. 1	SW. 1	SE. 1	SW. 1	4.4	9	6	5	5	10.6	....	....
14	27.5	27.0	28.8	27.65	- 0.02	27.0	29.2	SW. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	2.9	9	9	9	9	0.5	1.6	2
15	29.7	30.8	31.7	30.40	+ 2.71	28.8	32.1	E. 1	NNE 1	SE. 1	NNE. 1	6.1	9	6	0	5	8.2	....	....
16	31.2	29.5	28.8	29.96	+ 2.25	28.0	32.0	SSW. 1	NNW. 1	N. 1	NNW 1	5.2	0	3	0	1	14.1	1.0	1
17	28.0	28.0	27.9	27.95	+ 0.22	27.3	28.6	E. 1	SW. 1	SSE. 1	var.	1.7	10	9	2	7	4.2	3.2	3
18	27.2	26.0	25.5	26.30	- 1.44	24.8	27.8	E. 1	NNE. 1	NE. 1	calme	1.2	0	2	2	2	13.8	....	....
19	25.9	25.7	27.1	26.02	- 1.74	25.5	27.5	SW. 1	NNE. 1	SE. 1	NNE. 1	4.2	3	8	6	5	11.5	....	....
20	28.4	27.6	27.9	27 82	+ 0.04	26.8	28.6	SE. 1	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	7.3	1	1	0	1	13.8	....	....
21	28.5	27.6	27.8	27.91	+ 0.12	27.1	28.5	NE. 1	NNW. 1	NNE. 1	NNE. 1	10.8	1	1	0	1	13.3	....	....
22	28.2	27.7	27.4	27.71	- 0.10	26.6	28.3	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	3.8	1	0	0	0	13.8	....	....
23	27.5	26.6	27.9	27.43	- 0.39	26.3	28.0	S. 1	N. 1	NW. 1	var.	4.6	0	3	8	6	8 6	10.2	3
24	27.0	26 8	27.9	27.22	- 0.62	26.8	28.6	SSW. 1	NNW. 1	E. 1	var.	2.1	9	9	3	8	2.4	0.2	1
25	28.2	27.6	27.7	27.78	- 0.07	26.8	28.5	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.8	10	1	0	2	10.5	...	....
26	27.6	26.8	26.8	27.27	- 0.59	26.2	28.1	SSE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.6	0	2	0	1	13.1	....	....
27	26.7	26.3	26 9	26.55	- 1.32	26.0	27.5	S. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	2.2	3	9	8	8	4.7	0.2	1
28	27.5	27.3	28.3	27.53	- 0.36	26.5	28.7	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	7.9	10	8	9	8	5.9	0 3	....
29	29.4	28.8	29.9	28.93	+ 1.03	28.0	30.8	NNE. 2	NNE. 4	NNW. 1	NNE. 3	**26.7**	1	0	0	1	13.6	....	....
30	31.6	30.6	29.7	30.54	+ 2.63	29.5	31.8	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.4	3	1	0	1	13.5	....	....
31	29.9	29.4	29.3	29.40	+ 1.48	28.5	30.0	SSW. 1	NNE. 1	W. 1	NNE. 1	4.2	0	5	8	2	12.6	....	....
Mois	27.55	27.10	27.52	27.31	- 0.34				.			5.44	4.7	4.7	5.1	4.9	262.6	74.1	51

Jour du mois	Température							Fraction de Saturation en $^0/_0$							Tempér. du Rhône		Limnimètre
	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Observ.	Ecart avec la normale	Min.	Max.	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Min.	Max.	Midi	Ecart avec la normale	
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+15.6	+24.5	+20.2	+19.04	+ 0.82	+10.7	**+27.6**	73	46	62	**58**	**-11**	**30**	85	13.5	- 3.4	1630
2	18.8	21.1	17.6	18.08	- 0.20	14.5	22.5	66	58	78	70	+ 1	56	84	—	—	1625
3	16.6	21.0	17.1	18.19	- 0.15	14.5	25.3	85	61	98	79	+10	54	99	16.2	- 0.9	1610
4	17.4	21.0	14.1	16.55	- 1.85	12.5	21.6	93	63	99	**89**	**+20**	60	100	18.0	+ 0.8	1635
5	11.9	13.0	12.3	**12.29**	- **6.16**	10.4	13.5	97	76	85	**89**	**+20**	71	98	17.2	0.0	1665
6	14.1	19.3	18.4	16.42	- 2.08	10.8	22.4	80	55	68	70	+ 2	50	94	12.2	- 5.1	1735
7	15.6	19.4	16.6	16.88	- 1.66	14.3	20.4	81	72	86	78	+10	66	89	13.0	- 4.4	1725
8	17.5	20.5	17.7	18.20	- 0.39	15.2	21.7	82	58	93	80	+12	50	95	15.0	- 2.5	1770
9	19.2	23.4	20.0	20.16	+ 1.53	16.6	23.7	78	61	78	74	+ 6	60	93	—	—	1815
10	17.6	23.4	18.5	19.77	+ 1.10	16.3	25.5	87	50	52	68	0	44	90	16.0	- 1.6	1825
11	18.0	17.0	14.0	16.16	- 2.54	13.4	20.3	71	87	92	81	+13	63	95	17.0	- 0.7	1845
12	13.0	18.0	15.6	14.94	- 3.79	8.8	20.2	84	47	62	69	+ 1	41	96	17.5	- 0.3	1845
13	15.0	22.4	17.4	17.69	- 1.07	10.4	24.3	73	42	68	64	- 4	38	92	17.7	- 0.1	1845
14	15.2	20.1	14.8	16.20	- 2.59	11.6	21.6	78	55	78	73	+ 5	52	90	18.0	+ 0.1	1815
15	14.3	18.0	14.4	15.22	- 3.59	11.4	19.3	80	55	78	72	+ 4	51	94	16.2	- 1.8	1845
16	12.2	18.8	16.3	14.90	- 3.93	**8.0**	20.7	78	45	67	66	- 2	40	92	—	—	1845
17	13.3	19.3	16.7	16.01	- 2.84	12.0	22.0	89	69	82	77	+ 9	61	91	17.2	- 0.9	1840
18	15.2	21.2	19.0	17.34	- 1.53	10.7	23.0	86	55	79	73	+ 5	46	94	18.0	- 0.1	1830
19	16.1	22.4	19.3	18.69	- 0.19	12.0	24.3	80	58	72	72	+ 4	48	94	19.0	+ 0.8	1780
20	17.1	22.0	18.5	18.29	- 0.60	12.0	23.4	81	54	61	70	+ 2	47	96	19.7	+ 1.4	1770
21	15.1	20.4	17.3	17.23	- 1.66	12.5	21.8	71	58	60	62	- 6	42	80	19.7	+ 1.4	1765
22	15.4	20.6	18.8	17.31	- 1.59	10.8	22.8	76	55	72	67	- 1	47	83	19.8	+ 1.4	1720
23	16.8	23.7	16.4	17.28	- 1.62	12.3	24.6	78	55	87	80	+12	54	95	—	—	1705
24	16.4	21.6	17.0	17.90	- 0.99	14.5	22.5	92	62	90	84	+16	60	98	19.7	+ 1.3	1710
25	14.4	21.5	18.5	18.09	- 0.80	12.4	24.0	97	57	67	75	+ 7	47	99	19.4	+ 0.9	1695
26	16.6	22.8	19.6	18.60	- 0.28	11.8	24.2	80	59	68	74	+ 6	46	95	20.0	+ 1.5	1675
27	17.2	22.8	18.0	18.10	- 0.77	12.8	24.3	74	66	80	77	+ 9	56	90	20.2	+ 1.6	1665
28	16.0	20.8	18.1	18.13	- 0.72	13.3	23.3	88	68	77	76	+ 8	54	93	20.2	+ 1.6	1660
29	17.8	23.0	20.6	20.28	+ 1.44	15.5	24.8	76	52	59	64	- 4	39	88	20.0	+ 1.4	1655
30	17.8	23.9	21.2	20.27	+ 1.45	13.4	25.7	74	53	65	66	- 2	42	91	—	—	1645
31	+19.2	+24.0	+22.7	**+21.00**	+ **2.21**	+14.5	+26.8	73	55	66	69	+ 1	47	89	20.0	+ 1.3	1600
Mois	+16.01	+21.00	+17.64	+17.59	- 1.22	+12.58	+22.84	81	58	75	73	+ 5			17.71	- 0.38	1737

MOYENNES DE GENÈVE — JUILLET 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0^{mm}.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700^{mm} +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	25.29	25.02	25 43	25.57	25.24	25.26	25.10	25 59	25.31
2e »	28.93	28.60	28.76	28.60	28.23	28.01	28.20	28.95	28.53
3e »	28.23	28.17	28.38	28.24	27.77	27.42	27.52	28.47	28.02
Mois	27 51	27.29	27.55	27.49	27.10	26.91	26 96	27.70	27.31

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc	+14.90	+14.24	+16.43	+18.32	+20.66	+20.35	+18.77	+16.79	+17.56
2e »	12.93	11.51	14.94	18 32	19 92	20.15	18.69	15 89	16 54
3e »	14.96	13.51	16.61	19 61	22.28	22.56	21.00	17 96	18 56
Mois	+14 29	+13.10	+16 01	+18.78	+21.00	+21.07	+19.54	+16.92	+17.59

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	85	87	82	68	60	64	74	84	75
2e »	86	90	80	64	57	58	63	77	72
3e »	84	88	80	69	58	57	64	77	72
Mois	85	88	81	67	58	60	67	79	73

Dans ce mois l'air a été calme 59 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{115}{38} = 3.03$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

		mm
Pression atmosphérique		27.39
Nébulosité		4.8
Température	$\frac{7+1+9}{3}$	+18°.22
	$\frac{7+1+2\times 9}{4}$	+18°.07
Fraction de saturation		71 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér.	(1836-1875)	27.65
Nébulosité	(1847-1875).	4.4
Hauteur de pluie	(1826-1875).	70.8
Nombre de jours de pluie.	(id.).	9
Température moyenne	(id.).	+18°.81
Fraction de saturat.	(1849-1875).	68 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques.

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHÂTELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	129.6	108.6	71.6	70.4	94.6	88.7	94.7

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	96.6	74.1	64.2	70.3	69.7	95.3

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE JUILLET 1916

Les 1, 2, 3, 6, 7, 8, 11, 14, 16, 24, 27 et 29, pluie.
le 5, neige.
les 3, 4, 15 et 24, brouillard toute la journée.
5, 10, 11, 12, 13, 16, 17, 20, 23 et 28, brouillard une partie de la journée.
3, 4, 9 et 10, vent très fort.
11, 12 et 17, forte bise.
le 23, dégel complet du lac.

GRAND SAINT-BERNARD — JUILLET 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	70.7	70.3	69.7	70.2	+ 2.3	69.0	70.9	SW. 0	SW. 2	SW. 0	SW. 1	0	6	0	2	....	....
2	68.3	68.0	67.4	67.9	0.0	66.8	69.0	NE. 0	SW. 0	NE. 0	calme	9	10	10	10	2.6	....
3	65.4	66.0	66.3	65.9	– 2.1	65.2	66.8	SW. 4	SW. 2	SW. 2	SW. 3	10	10	10	10	0.3	....
4	66.0	65.9	63.6	**65.2**	**– 2.8**	63.0	66.1	SW. 4	SW. 3	SW. 3	SW. 3	10	10	10	10	9.0	....
5	62.7	65.5	68.5	65.6	– 2.5	**62.0**	68.8	NE. 0	NE. 3	NE. 2	NE. 2	10	10	10	10	9.0	1
6	69.0	69.0	68.4	68.8	+ 0.7	68.0	69.2	NE. 0	SW. 0	SW. 0	calme	0	1	3	1	....	....
7	66.8	66.4	65.3	66.2	– 2.0	65.2	68.0	SW. 3	SW. 3	SW. 2	SW. 3	10	10	10	10	4.8	....
8	65.8	67.8	68.7	67.4	– 0.8	65.5	69.1	SW. 3	SW. 2	SW. 0	SW. 2	5	10	10	8	0.5	....
9	69.0	69.5	70.2	69.6	+ 1.3	68.7	70.2	SW. 1	SW. 3	SW. 1	SW. 2	1	3	0	1	0.6	....
10	67.6	68.5	69.5	68.5	+ 0.2	67.4	69.7	SW. 2	SW. 4	NE. 1	SW. 2	10	4	4	6	....	....
11	68.7	68.0	68.6	68.4	0.0	67.7	69.5	NE. 0	SW. 1	NE. 4	NE. 1	0	5	10	5	5.3	....
12	68.1	68.8	69.4	68.8	+ 0.4	68.0	69.6	NE. 3	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	4	10	8	....	....
13	68.8	68.8	69.5	69.0	+ 0.6	68.6	69.6	SW. 1	SW. 1	NE. 1	SW. 1	6	6	7	6	....	....
14	67.4	67.2	67.0	67.2	– 1.3	66.7	69.3	NE. 1	SW. 2	SW. 1	SW. 1	10	10	10	10	1.8	....
15	67.1	68.2	69.3	68.2	– 0.3	66.6	69.8	NE. 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	10	10	10	10	....	....
16	69.5	68.5	68.1	68.7	+ 0.2	68.0	69.8	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	0	0	10	3	0.9	....
17	67.2	67.1	68.0	67.4	– 1.2	66.8	68.1	NE. 1	NE. 4	NE. 1	NE. 2	10	7	10	9	4.3	....
18	66.9	67.3	67.4	67.2	– 1.4	66.7	67.9	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	10	3	....	....
19	67.8	68.4	68.8	68.3	– 0.3	67.6	69.0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	5	9	8	..	....
20	68.4	68.6	68.6	68.5	– 0.2	68.3	68.9	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	3	7	10	7	...	....
21	67.8	68.2	69.1	68.4	– 0.3	67.6	69.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	1	2	0	1	...	....
22	68.7	69.2	69.7	69.2	+ 0.5	68.5	69.7	SW. 1	SW. 1	NE. 0	SW. 1	0	3	0	1	...	....
23	69.5	69.3	69.0	69.3	+ 0.6	68.7	69.6	SW. 0	NE. 0	SW. 1	calme	1	7	10	6	2.6	....
24	67.6	67.4	68.1	67.7	– 1.1	67.3	68.7	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	3.0	....
25	68.0	68.6	69.2	68.6	– 0.2	67.8	69.4	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	1	0	1	1	....	....
26	67.2	68.6	69.3	68.4	– 0.4	67.1	69.5	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	1	1	0	1	....	....
27	68.8	68.5	68.4	68.6	– 0.2	68.1	69.3	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	10	10	10	10	9.2	....
28	67.7	68.2	69.3	68.4	– 0.4	67.6	69.5	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	7.0	....
29	69.6	70.4	71.8	70.6	+ 1.8	69.3	72.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	1	5	4	3	12.0	....
30	72.2	72.4	72.6	**72.4**	**+ 3.5**	72.2	**72.8**	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	3	1	1	....	....
31	71.6	71.9	72.0	71.8	+ 2.9	71.4	72.7	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	0	4	1	2	....	....
Mois	68.03	68.40	68.74	68.39	– 0.09							5.1	5.9	6.8	5.9	72.9	1

Jour du mois	Température 7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	+ 6.6	+ 9.8	+ 7.0	+ 7.8	+ 2.4	+ 4.7	+ 11.2	57	49	66	**57**	38	72
2	6.3	5.3	5.4	5.7	+ 0.2	5.0	8.8	79	92	100	90	60	100
3	4.8	5.9	5.8	5.5	0.0	4.2	6.9	100	98	96	**98**	84	100
4	5.1	5.9	+ 5.5	5.5	– 0.1	+ 5.0	6.5	96	96	95	95	80	98
5	2.2	0.3	– 1.0	**0.5**	– 5.1	– 1.0	5.7	90	95	96	94	70	98
6	0.4	9.6	+ 6.5	5.5	– 0.2	– 1.0	10.2	97	66	65	76	31	100
7	4.8	4.3	5.5	4.9	– 0.8	+ 4.0	6.3	66	90	70	75	54	97
8	6.7	7.8	6.2	6.9	+ 1.1	4.5	8.2	76	86	100	87	60	100
9	5.5	10.8	8.4	8.2	+ 2.4	4.9	12.2	95	61	94	83	50	97
10	6.6	10.0	6.2	7.6	+ 1.7	+ 5.8	10.9	96	68	96	87	54	98
11	+ 5.1	8.0	0.6	4.6	– 1.3	0.0	9.3	81	80	96	86	**14**	98
12	– 0.8	3.2	3.1	1.8	– 4.2	– 0.8	5.7	96	86	92	91	60	100
13	+ 3.8	7.8	5.2	5.6	– 0.4	+ 3.0	11.2	88	49	90	76	41	94
14	3.8	4.9	+ 1.0	3.2	– 2.9	0.0	6.2	74	84	97	85	46	98
15	0.2	2.3	– 0.2	0.8	– **5.3**	– 0.5	2.7	96	90	95	94	87	100
16	1.5	6.3	+ 2.0	3.3	– 2.8	– **1.5**	6.7	58	71	96	75	34	98
17	1.2	3.7	2.4	2.4	– 3.8	+ 1.0	5.2	97	94	96	96	62	98
18	2.3	7.7	6.1	5.4	– 0.8	1.4	8.7	79	58	88	75	55	92
19	6.2	9.6	5.8	7.6	+ 1.4	5.0	10.5	76	70	95	80	60	96
20	3.9	8.0	4.8	5.6	– 0.7	3.8	8.2	90	74	97	87	68	98
21	4.0	8.8	6.4	6.4	+ 0.1	3.3	9.7	77	60	90	76	50	98
22	5.4	11.2	8.4	8.3	+ 2.0	4.5	12.2	78	55	64	66	50	82
23	7.1	10.6	5.4	7.7	+ 1.4	5.0	11.2	74	59	96	76	56	98
24	4.4	5.3	4.2	4.6	– 1.7	3.8	6.2	95	95	97	96	91	98
25	3.2	8.4	5.0	5.5	– 0.9	3.0	9.5	90	63	90	81	50	100
26	4.5	10.2	7.0	7.2	+ 0.8	3.8	11.3	88	61	91	80	53	95
27	6.1	7.7	4.8	6.2	– 0.2	4.3	7.9	91	79	92	87	60	96
28	3.8	6.3	5.5	5.2	– 1.2	3.6	7.2	95	90	95	93	82	97
29	5.0	8.8	5.1	6.3	– 0.1	4.0	10.3	85	72	83	80	67	91
30	5.8	10.2	8.0	8.0	+ 1.6	5.0	11.9	77	65	95	79	58	97
31	+ 7.8	+ 11.7	+ **9.9**	+ **9.8**	+ **3.4**	+ 7.9	+ **13.3**	77	62	92	77	60	96
Mois	+ 4.30	+ 7.43	+ 5.03	+ 5.59	– 0.57	+ 3.06	+ 8.77	84	75	91	83		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — JUILLET 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	67.13	67.69	67.76	67.53	85	80	88	84
2e »	67.99	68.09	68.47	68.18	83	76	94	84
3e »	68.97	69.34	69.86	69.39	84	69	90	81
Mois	68.03	68.40	68.74	68.39	84	75	91	83

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	+ 4.90	+ 6.97	+ 5.55	+ 5.81	+ 5.74
2e »	2.72	6.15	3.08	3.98	3.76
3e »	5.19	9.02	6.34	6.85	6.72
Mois	+ 4.30	+ 7.43	+ 5.03	+ 5.59	+ 5.45

Dans ce mois l'air a été calme 280 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{53}{55} = 0.96$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres....	41.8	49.1	43.5	72.9
Neige en centimètres ..	—	—	—	1

GÉOMÉTRIE DES CORPS SOLIDES

ET

GÉOMÉTRIE IMAGINAIRE

PAR

C. CAILLER

(Suite [1]*)*

IX. Notion de Symétrie

Partageons en deux parties égales le mouvement de torsion qui amène un corps A_0 sur un autre A_1, de telle manière que si, pendant la première moitié du mouvement, A_0 vient en A', dans la seconde moitié, A' vienne en A_1. Dans ces conditions, A' s'appelle le *corps médian* des deux autres ; à leur tour ces derniers sont dits *symétriques* l'un de l'autre, par rapport à A'. Il est clair que si on connaît un corps médian et l'un des deux symétriques, le second se déduit sans aucune ambiguité de ces données.

Au contraire, quand les positions seules des corps A_0 et A_1 sont déterminées, mais non pas le mouvement hélicoïdal particulier qui a transformé l'un dans l'autre, le corps médian possède deux positions possibles ; elles correspondent à la parité du nombre k employé dans la formule $u + k\pi$ qui représente la totalité de tous ces mouvements. Les deux corps médians obtenus en prenant k pair ou impair sont évidemment orthogonaux, une rotation de 180° autour de l'axe de la vrille A_0 A_1 amène l'un en coïncidence avec l'autre.

[1]) Voir *Archives,* t. XLII, p. 89.

La notion de symétrie s'étend immédiatement aux vrilles et aux vrilloïdes. Par exemple, ayant projeté le corps A_0 en A' sur le vrilloïde, le symétrique de A_0 relativement à A', soit A_1, sera aussi le *symétrique* du corps A_0 *par rapport au vrilloïde.*

Appliquons à ce cas la formule trigonométrique (2), en prenant un corps quelconque A du vrilloïde, les deux symétriques A_0 et A_1, et le médian A'. Nous avons ici $\Omega = 90°$: par suite

$$\pm \cos \overline{AA_0} = \cos \overline{A'A_0} \cos \overline{AA'} , \tag{3}$$

et, de la même manière,

$$\pm \cos AA_1 = \cos \overline{A'A_1} \cos \overline{AA'} = \cos \overline{A'A_0} \cos \overline{AA'} . \tag{4}$$

Ainsi, *les distances d'un corps quelconque appartenant au vrilloïde à deux corps symétriquement placés par rapport à ce vrilloïde sont égales entre elles.*

Réciproquement, *le lieu des corps également distants de deux corps quelconques A_0 et A_1 est un vrilloïde mené par le corps médian A' perpendiculairement à la vrille A_0 A_1*. Comme il y a deux corps médians, il existe en réalité deux vrilloïdes semblables.

En résumé, la symétrie possède les mêmes propriétés par rapport à un plan réel, et par rapport au plan imaginaire qu'est le vrilloïde. On doit toutefois remarquer que si on continue d'appeler *distance* d'un corps à un vrilloïde l'intervalle qui sépare le corps de sa projection, cette distance ne possède aucune propriété de minimum, contrairement à ce qui a lieu dans le réel.

La différence provient du fait que, dans la formule (3), la variable $\overline{AA'}$ est complexe. Il est clair qu'on peut toujours la déterminer de manière que le premier membre de la formule ait une valeur quelconque. Et ainsi, il existera toujours dans le vrilloïde (ou dans une vrille quelconque) un corps dont l'intervalle avec A_0 soit arbitraire, par exemple un corps tel que l'invariant $\cos \overline{AA_0}$ prenne la valeur ± 1.

Cette valeur singulière ne signifie pas du tout que A coïncide avec A_0; ce serait contradictoire, puisque nous savons que A_0 est, généralement parlant, extérieur au vrilloïde. Elle veut dire que les corps A et A_0 sont symétriques d'un même corps par rapport à deux droites parallèles; quel que soit A_0, le vrilloïde contient toujours des corps A qui participent à ce caractère excep-

tionnel, ils sont tous à une distance constante de la projection de A_0 sur le vrilloïde [1].

A l'égard du système composé de deux vrilles quelconques, U et U′, nous savons qu'il détermine deux autres vrilles, conjuguées l'une de l'autre, qui sont les normales communes du système primitif. Si C et C′ désignent les extrémités sur U et U′ de l'une des normales, D et D′ les extrémités de l'autre, les deux intervalles $\overline{CC'}$ et $\overline{DD'}$, qui séparent dans chaque couple les corps extrêmes, définissent ce qu'on peut appeler les *distances conjuguées* des deux vrilles données. Ces distances conjuguées caractérisent, en quelque manière, la situation relative des deux vrilles ; ce sont les analogues de la *distance* et de *l'angle* de deux droites en Géométrie réglée.

Sitôt connues les distances conjuguées, il suffit de donner l'amplitude de deux mouvements qui conduisent C ou C′ sur deux corps A ou A′ appartenant respectivement à chaque vrille, pour que la distance de ces derniers soit elle-même déterminée ; on verra plus loin quelle est la loi de variation de cette distance $\overline{AA'}$ quand les corps A et A′ décrivent chacun leur vrille particulière.

Les distances conjuguées d'un couple de vrilles peuvent être égales à deux quantités complexes quelconques. Pour s'en convaincre il suffirait de se reporter à la figure 8 expliquée ci-dessus à la page (109).

Mais la construction la plus simple résulte des formules (42) et (43) que j'aurai à développer plus tard. Il s'ensuit, comme on verra, que si, dans la figure 7, la distance des droites U et U′ est égale à la quantité $\overline{CC'} - \overline{DD'}$, tandis que celle de l'autre couple u, u' est égale à la quantité $\overline{CC'} + \overline{DD'}$, les vrilles (U) et (U′) engendrées par le corps mobile ont précisément les valeurs $\overline{CC'}$ et $\overline{DD'}$ pour distances conjuguées.

L'une des vrilles (U) ou (U′) peut être donnée à volonté, l'autre admet alors ∞^4 déterminations possibles. C'est le double

[1]) En Géométrie euclidienne, les propriétés de minimum se conservent partiellement. On voit aisément que la rotation nécessaire pour orienter A_0 parallèlement à sa projection est plus petite que la rotation qui rendrait le même corps parallèle à un autre corps quelconque du vrilloïde.

des positions possibles d'une droite, quand sa distance à une autre droite possède une valeur donnée ; on retrouve ici la duplication caractéristique du passage du réel à l'imaginaire.

X. Représentations analytiques : solides, vrilloïdes et vrilles

Il s'agit de représenter ces trois objets à l'aide de coordonnées qui en définissent la position relativement à un système de référence déterminé. Un vrilloïde pouvant toujours être défini par son pôle, nous n'avons en fait à résoudre que deux questions essentiellement différentes.

Prenons le cas du corps solide, et supposons d'abord que le corps qu'on veut repérer fasse partie d'une seule et même vrille dont l'axe v est *dirigé* à la manière d'un vecteur. Soit A_0 un corps de la ville, faisant fonction d'origine.

Si u est l'amplitude du mouvement hélicoïdal qui amène A_0 en coïncidence avec un corps A_1 appartenant à notre vrille, les *coordonnées complexes* de A_1 seront les deux suivantes

$$x_0 = \cos u \ , \qquad x_1 = \sin u \ .$$

Elles changeraient de signe, si u augmentant d'un demi-tour, on revenait au même corps après une rotation d'un tour entier. Sauf le changement simultané de signes, les coordonnées d'un corps de la vrille sont complètement déterminées ; d'ailleurs deux quantités quelconques x_0 et x_1 déterminent toujours un corps et un seul, faisant partie de la vrille, pourvu qu'elles vérifient la condition

$$x_0^2 + x_1^2 = 1 \ .$$

Pour définir les coordonnées dans des cas moins particuliers, nous n'avons qu'à nous laisser guider par l'analogie. En Géométrie riemannienne plane, le système de référence est un triangle dont les sommets sont conjugués deux à deux. En Stéréométrie, c'est un tétraèdre à sommets conjugués. En

Géométrie réglée enfin, c'est un trièdre trirectangle, aux arêtes deux à deux orthogonales.

Plaçons-nous tout de suite dans le cas de l'espace. L'analogue du tétraèdre à sommets conjugués est évidemment formé par un système de quatre corps deux à deux orthogonaux; j'appelle *tétraèdre fondamental* un semblable système.

Il existe ∞^{12} tétraèdres fondamentaux. Le premier corps P_0 du tétraèdre est arbitraire, c'est-à-dire qu'il possède ∞^6 positions. Le second corps P_1, devant être orthogonal au premier, est situé dans le vrilloïde dont P_0 occupe le pôle; P_1 admet donc ∞^4 positions. Le troisième et le quatrième sommet appartiennent tous deux à la vrille conjuguée de celle qui joint P_0 à P_1; P_2 dépend ainsi de deux constantes. Enfin, dès que P_0, P_1, P_2 sont placés dans l'espace, P_3, qui est leur orthogonal commun, est complétement déterminé. Le nombre total des paramètres dont dépend la construction du tétraèdre fondamental est $6 + 4 + 2 = 12$.

Les quatre sommets du tétraèdre jouent le même rôle relativement au tétraèdre. Toutefois, pour des motifs de précision, nous emploierons un autre mode de construction du système de référence, d'apparence dissymétrique, dans lequel le sommet P_0 est distingué parmi ses congénères.

Le théorème fondamental du paragraphe VIII nous apprend que quand on fait chavirer P_0 pour l'appliquer sur un des trois autres sommets, les trois axes de ces renversements sont orthogonaux deux à deux, ou forment un trièdre trirectangle.

Au lieu d'un tétraèdre fondamental, nous pouvons donc toujours adopter un système de référence formé des deux objets suivants : 1° un corps solide P_0, que j'appellerai souvent le *corps initial*, 2° un trièdre trirectangle direct OX_1, OX_2, OX_3 (fig. 13).

Répétons qu'en renversant P_0, successivement, autour des trois axes coordonnés, dans le sens direct, on retrouverait le tétraèdre fondamental. Il est clair que le système de repère, sous sa forme dissymétrique, possède également ∞^{12} déterminations possibles, ∞^6 relatives au déplacement de P_0, ∞^6 à celui du trièdre, indépendant du premier.

Soient maintenant x un corps quelconque, D l'axe de la vrille joignant ce corps au solide initial P_0, u la grandeur de la torsion qui amène P_0 en coïncidence avec x dans la vrille D. Désignons par L_1, L_2, L_3 les coordonnées du vecteur D, relatives au trièdre T des axes fixes [1]. Alors, par rapport au système

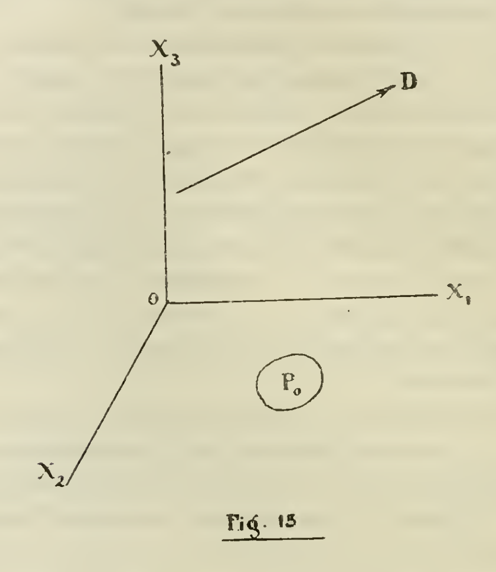


Fig. 15

de référence défini ci-dessus, les coordonnées du solide x seront données par les relations suivantes, de forme complexe,

$$\left.\begin{array}{ll} x_0 = \cos u \quad , & x_1 = L_1 \sin u \ , \\ x_2 = L_2 \sin u \ , & x_3 = L_3 \sin u \ ; \end{array}\right\} \quad (5)$$

elles entraînent l'identité

$$x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = 1 \ . \quad (6)$$

Par la comparaison des formules (5) et (6), il est clair réciproquement qu'à tout système de quatre nombres x_k, vérifiant la relation (6), correspond un corps, et un seul, de l'espace. D'ailleurs, suivant le choix particulier de la quantité u, chaque corps solide possède un double système de coordonnées $\pm x_k$; on

[1]) Si le sens de D changeait, L_k changerait de signe, u pareillement, et ainsi les coordonnées x_k resteraient les mêmes.

prendra l'un des deux arbitrairement, ils sont équivalents. Il y a ici une différence avec les coordonnées d'un vecteur qui, elles, sont entièrement définies, même en ce qui concerne le signe, quand le vecteur et le trièdre de référence le sont eux-mêmes.

Remarquons encore que si x_3 est constamment nulle, le vecteur D appartient à la recticongruence dont l'axe est OX_3 ; l'ensemble des positions décrites par le corps mobile x forme alors un vrilloïde. Ce vrilloïde passe évidemment par les trois corps P_0, P_1, P_2, lesquels constituent un triangle arbitraire de corps deux à deux orthogonaux. Rapportés à un semblable système de référence, les corps d'un même vrilloïde possèdent donc trois coordonnées complexes x_0, x_1, x_2, entre lesquelles existe la relation identique

$$x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 = 1 . \qquad (7)$$

Ainsi, on descend de l'espace au vrilloïde par le moyen même qui, dans la Géométrie analytique ordinaire, fait passer de la Stéréométrie à la Planimétrie.

Distance de deux solides. Soient x, y deux solides, x_k et y_k, leurs coordonnées complexes rapportées au système de référence (P_0, T) ; je dis que la distance xy de ces corps est donnée par la formule

$$\cos xy = x_0 y_0 + x_1 y_1 + x_2 y_2 + x_3 y_3 \text{ (}^1\text{)} . \qquad (8)$$

En effet, puisque

$$x_0 = \cos u , \qquad x_k = L_k \sin u , \qquad (k = 1, 2, 3)$$

et, avec des significations analogues,

$$y_0 = \cos v , \qquad y_k = M_k \sin v , \qquad (k = 1, 2, 3)$$

la formule ci-dessus se transforme en

$$\cos xy = \cos u \cos v + (L_1 M_1 + L_2 M_2 + L_3 M_3) \sin u \sin v ;$$

c'est la même que (1), puisque, suivant les préceptes de la Géométrie réglée,

$$\cos \Omega = L_1 M_1 + L_2 M_2 + L_3 M_3 .$$

[1]) Cette formule comporte, comme toujours, une incertitude dans le *signe* du résultat.

A titre de corollaire, on peut remarquer que les quatre coordonnées du solide x ont des significations semblables au regard des quatre sommets du tétraèdre fondamental. Si, en effet, on fait coïncider y avec P_k ($k = 0, 1, 2, 3$), toutes les coordonnées y sont nulles, sauf y_k qui vaut 1 ; et alors, d'après la formule (8)

$$x_k = \cos (xP_k) \text{ [1]} .$$

Equations du vrilloïde et de la vrille. Ces équations dérivent, comme une seconde conséquence, de la formule (8); elles s'en tirent de la même manière que l'équation du plan de la formule analogue en Géométrie ponctuelle.

Désignons par a le corps polaire du vrilloïde et écrivons qu'un solide mobile x est constamment orthogonal à a. C'est la première définition du vrilloïde, elle donne pour ce dernier l'équation linéaire

$$a_0x_0 + a_1x_1 + a_2x_2 + a_3x_3 = 0 .$$

Faisons rencontrer deux vrilloïdes (a) et (b), nous auron , pour les équations de la vrille qui est leur intersection,

$$\left.\begin{aligned} a_0x_0 + a_1x_1 + a_2x_2 + a_3x_3 = 0 , \\ b_0x_0 + b_1x_1 + b_2x_2 + b_3x_3 = 0 . \end{aligned}\right\} \quad (8')$$

Mais à la place de celles-ci, on emploiera le plus souvent la *représentation paramétrique,* identique à celle de la droite.

Soient sur la vrille, x et y deux corps orthogonaux l'un à l'autre, lesquels, par suite, donnent lieu aux identités

$$\sum x_k^2 = 1 , \qquad \sum y_k^2 = 1 , \qquad \sum x_ky_k = 0 .$$

Si X est un corps mobile dans la vrille, s la distance qui le sépare du premier des deux corps précédents, nous aurons

$$X_k = x_k \cos s + y_k \sin s . \qquad (k = 0, 1, 2, 3) \quad (9)$$

[1]) On pourrait prendre cette formule pour la définition des x_k . Mais ce moyen laisse subsister une ambiguité gênante provenant de l'indétermination des signes des cosinus. C'est l'intervention du système de référence, sous la forme dissymétrique, qui a permis d'éviter cette ambiguité; en fait d'indétermination. il n'en reste qu'une seule. insignifiante, qui résulte de la possibilité d'un changement simultané dans le signe des quatre coordonnées

En effet, les quatre coordonnées X vérifient évidemment deux équations linéaires indépendantes de s et analogues à (8′) ; en outre, les égalités

$$\cos s = \sum x_k X_k \ , \qquad \sin s = \sum y_k X_k \ ,$$

font ressortir la signification de s, conforme à celle indiquée à l'instant.

Coordonnées plückériennes. Toutefois la représentation la plus employée pour les vrilles est celle que fournissent les coordonnées plückériennes ; elles ne diffèrent des coordonnées plückériennes de la droite que parce qu'elles sont *complexes* et non *réelles*.

Désignons par x, y deux corps quelconques, qui ne sont pas en général orthogonaux ; soient x_k, y_k leurs coordonnées. Définissons six quantités complexes [1],

$$\left.\begin{aligned} l \sin(xy) &= x_0 y_1 - x_1 y_0 \ , & p \sin(xy) &= x_2 y_3 - x_3 y_2 \ , \\ m \sin(xy) &= x_0 y_2 - x_2 y_0 \ , & q \sin(xy) &= x_3 y_1 - x_1 y_3 \ , \\ n \sin(xy) &= x_0 y_3 - x_3 y_0 \ , & r \sin(xy) &= x_1 y_2 - x_2 y_1 \ . \end{aligned}\right\} \quad (9')$$

Les six quantités, complètement connues sauf un signe commun qui reste arbitraire, ne changent pas si x et y se déplacent dans la vrille ; elles en sont les coordonnées plückériennes. Entre elles existent les deux identités fondamentales

$$l^2 + m^2 + n^2 + p^2 + q^2 + r^2 = 1 \ , \qquad (10)$$

$$lp + mq + nr = 0 \ . \qquad (11)$$

Enfin tout corps x, appartenant à la vrille $(l \dots r)$, satisfait les conditions

$$\left.\begin{aligned} px_0 &= nx_2 - mx_3 \ , \qquad qx_0 = lx_3 - nx_1 \ , \\ rx_0 &= mx_2 - lx_3 \ , \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

lesquelles sont compatibles entre elles en vertu de la formule (11).

[1]) Les notations les plus symétriques seraient l_{01}, l_{02}, l_{03}, l_{23}, l_{31}, l_{12}. J'écris l, m, n, p, q, r pour éviter les doubles indices.

Prenons les équations paramétriques de deux vrilles conjuguées, sous la forme

$$X_k = x_k \cos s + y_k \sin s \,, \qquad Z_k = z_k \cos t + t_k \sin t \,.$$

Chacun des quatre corps x, y, z, t est orthogonal aux trois autres, on a donc

$$\sum x_k^2 = \sum y_k^2 = \sum z_k^2 = \sum t_k^2 = 1 \,,$$

$$\sum x_k y_k = \sum x_k z_k = \sum y_k z_k = \sum z_k t_k = \sum x_k t_k = \sum y_k t_k = 0 \,;$$

et ainsi le déterminant $| \, xyzt \, |$ est *orthogonal*. Les relations connues entre les mineurs complémentaires d'un semblable déterminant, à savoir

$$x_0 y_1 - x_1 y_0 = \pm (z_2 t_3 - t_2 z_3) \ldots \,,$$

rapprochées des formules évidentes $\sin (xy) = \sin (zt) = \pm 1$, nous fournissent immédiatement les relations entre les coordonnées plückériennes de deux vrilles conjuguées $V(l, \ldots r)$ et $V'(l', \ldots r')$.

Appliquées aux deux vrilles V et V′, les définitions (9′) nous donnent

$$\left. \begin{array}{lll} l = \pm p' \,, & m = \pm q' \,, & n = \pm r' \,, \\ p = \pm l' \,, & q = \pm m' \,, & r = \pm n' \,. \end{array} \right\} \quad (13)$$

Dans ces formules le double signe $\pm$ peut, sans inconvénient, être supprimé partout.

Soient encore

$$\left. \begin{array}{l} u_0 x_0 + u_1 x_1 + u_2 x_2 + u_3 x_3 = 0 \,, \\ v_0 x_0 + v_1 x_1 + v_2 x_2 + v_3 x_3 = 0 \,, \end{array} \right\} \quad (14)$$

les équations d'une vrille V. Quand le corps x se déplace dans la vrille, les corps fixes u et v lui restent constamment orthogonaux. Si donc on forme une vrille avec les solides u et v, celle-ci sera la conjuguée de la vrille V.

Reprenons les formules (9′), et la règle d'alternance ci-dessus pour les vrilles conjuguées ; nous en déduisons immédiate-

ment les coordonnées plückériennes de la vrille V, dont les deux équations figurent au n° (14) ; ce sont

$$l \sin(uv) = u_2 v_3 - u_3 v_2 , \qquad p \sin(uv) = u_0 v_1 - u_1 v_0 .$$
$$m \sin(uv) = u_3 v_1 - u_1 v_3 , \qquad q \sin(uv) = u_0 v_2 - u_2 v_0 ,$$
$$n \sin(uv) = u_1 v_2 - u_2 v_1 , \qquad r \sin(uv) = u_0 v_3 - u_3 v_0 .$$

Nous n'avons pu éviter de répéter ici, dans le domaine complexe de la Géométrie des vrilles, des théorèmes qui sont très connus dans le domaine réel de la Géométrie réglée. Je veux terminer cette énumération par un nouveau théorème, sans analogue dans la Géométrie réelle, et dont on trouvera la démonstration un peu plus loin. Je tiens à signaler à cette place ce résultat tout à fait essentiel.

Nous savons comment une vrille est définie au point de vue géométrique : on marque par deux vecteurs correspondants les positions de l'axe de la vrille, dans l'espace en v, et dans le corps en u (fig. 6). Supposons le système de référence bien déterminé. Le second des axes précédents sera donc l'homologue, dans le corps initial P_0, de l'axe de la vrille décrite autour de v. Le théorème en question est alors le suivant.

Les coordonnées complexes des vecteurs v *et* u, *relativement au trièdre de référence* T, *sont respectivement égales aux quantités,*

$$L = l + p , \qquad M = m + q , \qquad N = n + r , \tag{15}$$
$$P = l - p , \qquad M = m - q , \qquad N = n - r . \tag{15'}$$

Par exemple, en Géométrie euclidienne, si L′ est la projection sur OX_1 d'un vecteur-unité porté sur v, et L″ le moment de ce même vecteur autour de OX_1, nous aurons $l + p = L' + iL''$, et ainsi des autres grandeurs.

Il est clair que les six quantités complexes L,... R peuvent servir de coordonnées plückériennes à la place des quantités primitives $l, \ldots r$. L'emploi de cette seconde forme se recommande souvent; entre ces nouvelles coordonnées de la vrille, nous avons les relations

$$L^2 + M^2 + N^2 = 1 , \tag{16}$$
$$P^2 + Q^2 + R^2 = 1 , \tag{16'}$$

qui remplacent les identités (10) et (11), soit $\sum (l^2 + p^2) = 1$, $\sum lp = 0$, et sont remarquables par leur forme symétrique.

Et il va sans dire que tous les problèmes résolus dans ce paragraphe en fonction des $l, \ldots r$, pourraient l'être en fonction des L,... R. Par exemple, nous aurons à exprimer plus loin la condition pour qu'un corps x soit contenu dans une vrille V.

Au lieu d'employer à cet effet les formules (12) qui résolvent le problème, nous les écrirons sous la forme nouvelle

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{L}x_0 + \mathrm{M}x_3 - \mathrm{N}x_2 &= \mathrm{P}x_0 - \mathrm{Q}x_3 + \mathrm{R}x_2 , \\ -\mathrm{L}x_3 + \mathrm{M}x_0 + \mathrm{N}x_1 &= \mathrm{P}x_3 + \mathrm{Q}x_0 - \mathrm{R}x_1 , \\ \mathrm{L}x_2 - \mathrm{M}x_1 + \mathrm{N}x_0 &= -\mathrm{P}x_2 + \mathrm{Q}x_1 + \mathrm{R}x_0 , \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

lesquelles, résolues par rapport aux quantités P, Q, R, reproduisent le type bien connu des formules de Rodrigues

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{P} &= \mathrm{L}(x_0^2 + x_1^2 - x_2^2 - x_3^2) + 2\mathrm{M}(x_1x_2 + x_0x_3) + 2\mathrm{N}(x_1x_3 - x_0x_2) , \\ \mathrm{Q} &= 2\mathrm{L}(x_1x_2 - x_0x_3) + \mathrm{M}(x_0^2 + x_2^2 - x_1^2 - x_3^2) + 2\mathrm{N}(x_2x_3 + x_0x_1) , \\ \mathrm{R} &= 2\mathrm{L}(x_1x_3 + x_0x_2) + 2\mathrm{M}(x_2x_3 - x_0x_1) + \mathrm{N}(x_0^2 + x_3^2 - x_1^2 - x_2^2) . \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

XI. Changement du Système de Repère

Le tétraèdre de référence P_k est formé de quatre corps orthogonaux choisis à volonté. Qu'arrive-t-il, à l'égard des coordonnées d'un corps fixe de l'espace, si on substitue un autre tétraèdre fondamental à la place du premier ?

Il existe en tout ∞^{12} tétraèdres fondamentaux. Chacun peut se présenter sous l'apparence dissymétrique d'un corps initial P_0 associé à un trièdre d'axes coordonnés T. Les ∞^{12} systèmes se déduisent de l'un d'eux en déplaçant dans l'espace, indépendamment l'un de l'autre, le corps initial P_0 et le trièdre T. Parmi les mouvements ainsi considérés ceux qui conservent la situation relative du trièdre et du solide initial sont l'exception ; leur nombre est seulement ∞^6, les tétraèdres correspondants diffèrent entre eux par la position, mais non dans leur configuration intrinsèque. Nous aurons bientôt à considérer ce cas particulier.

Prenons la question dans toute sa généralité. Soient donc, relativement au premier système (P_0, T), x_k et y_k les coordonnées de deux corps x, y ; soient encore x_k', y_k' les coordonnées des mêmes corps rapportés à un second système de référence (P_0', T').

La distance des deux corps ne dépend pas des repères, il faut donc que

$$\sum x_k y_k = \pm \sum x_k' y_k' \;;$$

l'ambiguité du signe s'explique comme toujours. Mais si on convient que les coordonnées d'un corps doivent varier de manière continue quand le système de référence se déplace lui-même d'une manière continue, le signe ambigu $\pm$ ne peut pas changer brusquement, il restera donc constamment égal à sa valeur initiale soit $+$ [1].

Ayant ainsi

$$\sum x_k y_k = \sum x_k' y_k' ,$$

et par suite

$$\sum x_k^2 = \sum x_k'^2 ,$$

on voit que la relation cherchée entre les anciennes et les nouvelles coordonnées est de la forme linéaire

$$x_k' = a_{k0}x_0 + a_{k1}x_1 + a_{k2}x_2 + a_{k3}x_3 \,. \quad (k = 0, 1, 2, 3) \quad (19)$$

Cette transformation est orthogonale ; à cause des propriétés de continuité, elle doit être *directe,* par suite $|\, a_{hk} \,| = 1$. De plus, si on considère les a_{kh} $(h = 0, 1, 2, 3)$ comme les coordonnées d'un corps fixe, par rapport à l'ancien système de repère, ce corps est P_k', et l'on a $a_{kh} = \cos\,(P_h\, P_k')$.

[1] Il est clair que si le système (P_0, T) exécute un mouvement cyclique en reprenant à la fin la position qu'il avait au départ, rien n'empêche que les coordonnées x_k n'aient changé de signe. Il en sera alors de même pour les coordonnées y_k d'un autre corps quelconque. Cette remarque permet de classer les mouvements cycliques du système (P_0, T) sous deux espèces.

Les considérations ci-dessus se rapportent à ce que j'ai appelé le *signe* ou le *sens* d'un corps. *Arch.*, t. XV, p. 385.

En un mot, la seule chose qui différencie notre transformation (19) de celle qui détermine le mouvement non-euclidien dans l'espace sphérique, c'est que, dans le dernier cas, les coefficients de la formule (19) sont des quantités *réelles* au lieu qu'ils sont généralement *complexes* dans la théorie actuelle. De là vient que le nombre des paramètres dont dépendent maintenant les a_{hk} est double de ce qu'il est en Géométrie ponctuelle, 12 au lieu de 6.

Le mouvement à 12 degrés de liberté du système de repère peut évidemment se décomposer en deux mouvements distincts, chacun à six degrés de liberté.

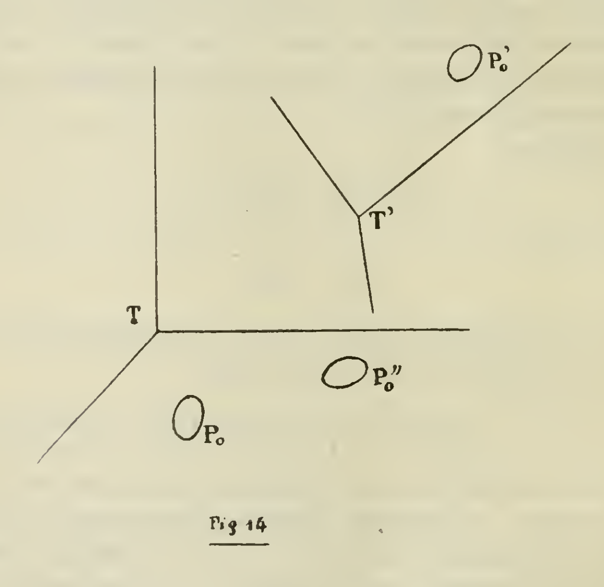


Fig 14

En effet, soit (P_0, T) le premier système de référence, (P_0', T') le second. Marquons en P_0'' le corps qui occupe dans le trièdre T la même position que P_0' relativement au trièdre T' (fig. 14).

1° Déplaçons d'abord P_0 en P_0'' en maintenant fixe le trièdre T.

2° Déplaçons ensuite le système nouveau, c'est-à-dire l'ensemble des deux corps (P_0'', T), mais sans changer leur situation relative, jusqu'à ce que T vienne s'appliquer sur T', ce qui fait aussi coïncider P_0'' avec P_0'.

Existe-t-il une vrille *invariante*, qui se présente de la même manière relativement au nouveau et à l'ancien système de référence? Impossible d'en douter d'après l'ensemble des analogies entre les droites et les vrilles. L'existence des vrilles invariantes ressort même, de façon lumineuse de la décomposition du mouvement dans les deux parties dont il vient d'être question.

En effet, chacune des composantes est une torsion; pour qu'une vrille soit invariante, il faut que ses axes, dans le corps et dans l'espace, coïncident respectivement avec les axes des torsions dont il s'agit. Cette condition, qui est nécessaire, est aussi suffisante. On obtient de la sorte deux vrilles invariantes, elles sont conjuguées l'une de l'autre Pour les construire, il faut transporter l'axe de la vrille $P_0 P_0''$, solidaire du corps, sur l'axe commun aux deux trièdres T et T', en superposant alternativement les deux extrémités de ces deux axes.

Ici, comme dans la stéréométrie riemannienne, les objets invariants sont réels l'un et l'autre, tandis qu'en Géométrie ponctuelle hyperbolique, l'une des droites invariantes seule est réelle, l'autre est idéale. Comme toujours l'analogie s'établit entre la Géométrie des corps solides et la Géométrie ponctuelle de Riemann.

Revenons aux deux mouvements décrits plus haut et rappelons que si quatre variables x_k subissent une transformation orthogonale, les six déterminants de Plücker associés à ces variables, à savoir l, m, n, p, q, r, se transforment de leur côté de telle manière que chacune des deux lignes

$$\begin{array}{lll} L = l + p\,, & M = m + q\,, & N = n + r\,, \\ P = l - p\,, & Q = m - q\,, & R = n - r\,. \end{array}$$

subisse également une substitution orthogonale ternaire ([1]).

On peut présumer que ces deux substitutions correspondent aux torsions composantes décrites tout à l'heure. Pour le faire voir, j'introduirai dès maintenant les notations quaternionniennes; il serait facile d'ailleurs, mais trop long, de justifier à

[1]) Voir, par exemple, mon mémoire *Soc. de Phys. et d'histoire naturelle,* Genève, t. 37, p. 74 et suivantes.

cette place l'intervention dans la Géométrie des corps solides de cet instrument analytique à peu près indispensable [1].

Rappelons donc que, le trièdre T étant bien déterminé, toute torsion t, d'amplitude u, autour d'un axe dont les coordonnées sont t_1, t_2, t_3, a pour représentant le quaternion

$$t = \cos u + (i_1 t_1 + i_2 t_2 + i_3 t_3) \sin u \ .$$

De même, si le système de référence est complété par l'adjonction au trièdre T d'un corps initial P_0, une torsion convenable conduit ce corps initial sur n'importe quel autre corps (x) de l'espace. Ainsi, les repères étant donnés, le corps (x) sera déterminé de position par le moyen d'un quaternion

$$x = x_0 + i_1 x_1 + i_2 x_2 + i_3 x_3 \ , \qquad (20)$$

dont les composantes sont justement égales aux coordonnées définies ci-dessus (5).

Je rappelle en outre que si on exécute dans l'ordre t, s deux torsions quelconques, la torsion résultante, toujours rapportée au trièdre T, admet pour quaternion représentatif le produit st.

Cela posé, cherchons d'abord comment se présente le problème de la transformation des repères quand on décompose le mouvement subi par ces repères de la manière indiquée plus haut.

Le trièdre T servant toujours de système de référence, désignons par s le quaternion représentatif de la torsion par laquelle T vient s'appliquer sur T' ; soit de même t le quaternion équivalent au mouvement de P_0 en P_0''. Le mouvement hélicoïdal par le moyen duquel P_0 se transporte sur P_0' est figuré par un troisième quaternion égal à st.

Si (x) désigne le corps fixe de l'espace qu'on prétend rapporter tantôt au premier, tantôt au second système de repère, les anciennes coordonnées représentent le mouvement de P_0 en (x),

[1]) Dans ma *Note*, la définition du système de référence est insuffisante. De là, en plusieurs points de ce travail, des obscurités et des résultats incomplets, ainsi pp. 382-385 et pp. 457-459. On me pardonnera donc de revenir en quelques mots sur le sujet.

estimé à l'aide du trièdre T, les nouvelles représentent le mouvement de P_0' en (x), estimé par le second trièdre.

Mais le dernier mouvement, estimé à l'aide du trièdre primitif, correspond au quaternion $x\bar{t}\bar{s}$[1]; par rapport au trièdre T', ce quaternion devient

$$\bar{s}(x\bar{t}\bar{s})s \qquad \text{ou} \qquad \bar{s}x\bar{t} \;.$$

On a donc en définitive entre les anciennes et nouvelles coordonnées, la relation quaternionnienne

$$x' = \bar{s}x\bar{t} \;; \tag{21}$$

elle remplace les formules (19), dont elle donne l'expression la plus condensée.

Revenons maintenant aux coordonnées plückériennes $(l, \ldots r)$ de la vrille qui joint les deux corps (x) et (y), telles qu'elles sont contenues dans les définitions (9').

Le calcul direct montre que, sauf le facteur de proportionalité sin (xy) qui y est contenu, les quantités

$$\mathrm{L} = l + p \;, \qquad \mathrm{M} = m + q \;, \qquad \mathrm{N} = n + r \;,$$

sont respectivement égales aux coefficients de i_1, i_2, ou i_3, dans le produit $y\bar{x}$. De même les quantités

$$\mathrm{P} = l - p \;, \qquad \mathrm{Q} = m - q \;, \qquad \mathrm{R} = n - r \;,$$

sont les facteurs des mêmes lettres i_k dans le produit $\bar{x}y$.

Or, dans la substitution du nouveau système de référence à la place de l'ancien, les produits précédents se transforment, le premier suivant la formule $\bar{s}(y\bar{x})s$, le second suivant la formule $t(\bar{x}y)\bar{t}$, elles-mêmes contenues dans la transformation générale (21) à titre de cas particuliers. Voici les conséquences de ce double fait.

A l'égard du vecteur L, M, N, la modification qu'il subit dépend uniquement de s, c'est-à-dire du déplacement du trièdre T, et point du tout du mouvement du corps initial P_0. C'est donc un vecteur fixe de l'espace absolu.

[1]) La barre qui surmonte un quaternion signifie qu'on en prend le conjugué en changeant i_1 en $-i_1$, etc., sans toucher au scalaire i.

Pour reconnaître que le dit vecteur coïncide avec l'axe de la vrille qui joint les corps (x) et (y), il suffit de prendre cet axe pour celui des x_1 dans le trièdre T, le corps initial P_0 étant choisi à volonté parmi ceux qui forment la dite vrille. Les définitions (9') pour les coordonnées plückériennes donnent alors immédiatement

$$L = l + p = 1\,, \qquad M = 0\,, \qquad N = 0\,,$$

ce sont justement les coordonnées de l'axe OX_1.

Passons au second vecteur, ou P, Q, R. La loi de sa transformation ne dépend que du quaternion t. Si donc, prenant $t = 1$, on imprime aux deux repères primitifs (P_0, T) un mouvement commun quelconque qui n'en change pas la situation relative, le vecteur demeure inaltéré. Qu'on amène donc, par un semblable déplacement, le corps initial P_0 en coïncidence avec un des corps de la vrille, on aura dans ce cas, comme on voit tout de suite, $p = q = r = 0$, soit encore

$$P = L\,, \qquad Q = M\,, \qquad R = N\,.$$

Donc le vecteur P, Q, R représente toujours, relativement au trièdre T, l'axe homologue, par rapport au corps P_0, de celui de la vrille engendrée par le solide mobile.

En résumé, ce qui précède contient la démonstration de la propriété énoncée à la fin du paragraphe X, et justifie l'interprétation qui y est donnée pour les coordonnées plückériennes (L,...R) d'une vrille quelconque.

Je termine ce paragraphe par une remarque générale touchant la notion du mouvement.

Il est clair qu'au lieu de maintenir en place le corps (x), et de mouvoir librement le système des repères, en employant pour le tétraèdre fondamental un ensemble variable de corps concourants, on aurait pu tout aussi bien laisser les repères immobiles et déplacer le corps. Les formules de transformation (19) ou (21), font alors correspondre à tout corps (x) de l'espace un autre corps (x') du même espace. La loi de cette correspondance est manifeste.

Soient deux tétraèdres fondamentaux S et S', lesquels, en

général, ne sont pas superposables; soit C un corps quelconque. Associons à ce corps un nouveau corps C′, tel que ses distances aux quatre sommets de S, soient respectivement égales aux distances qui séparent C des quatre sommets de S′.

L'opération qui transforme C en C′ définit, au sens propre du terme, un *mouvement complexe* de l'espace ; on aura le *groupe des mouvements,* en donnant au tétraèdre S′ toutes les situations possibles, dont le nombre est ∞^{12}.

A maintes reprises nous avons déjà signalé ces *mouvements complexes,* en relevant par exemple le fait, désormais évident, que la vrille ne possède pas de propriété invariante au regard des ∞^{12} mouvements complexes possibles. Elle ne peut avoir de semblable propriété que relativement à certains sous-groupes du groupe général des mouvements ; l'un de ces sous-groupes est celui des mouvements *réels,* dont nous dirons deux mots plus bas.

XII. Cas particuliers

D'après l'ensemble des considérations qui précèdent, il est clair que la Géométrie des corps solides est un système maximal qui contient en soi, à titre de simples cas particuliers, d'un côté, la Géométrie réglée, de l'autre, la Géométrie ordinaire, ponctuelle ou tangentielle. Envisagées de ce point de vue général, les différences qui séparent les diverses Géométries euclidiennes et non-euclidiennes cessent d'être fondamentales : toute Géométrie, quelle qu'en soit l'espèce, rentre dans le cadre de la Géométrie riemannienne des corps solides.

1er Cas (Espace réglé). Prenons d'abord les corps solides appartenant à un seul et unique vrilloïde. La Géométrie réglée sera l'histoire de leurs relations mutuelles. Nous savons en effet associer une droite déterminée à tout corps du vrilloïde, et cette correspondance est *congruente,* c'est-à-dire qu'elle conserve les distances.

Si le pôle du vrilloïde sert de corps initial P_0 pour le système de référence, $x_0 = 0$ sera l'équation du vrilloïde, et pour qu'un

mouvement complexe transforme le vrilloïde en lui-même, il faut qu'il laisse inaltérée cette équation. Les formules générales de la transformation (19) se réduisent alors au type

$$x_k' = a_{k1}x_1 + a_{k2}x_2 + a_{k3}x_3 \ . \qquad (k = 1, 2, 3) \ (22)$$

Cette transformation ternaire est orthogonale, mais les coefficients en sont généralement complexes. Géométriquement parlant, la transformation s'exécutera en laissant fixe le corps initial P_0, au pôle du vrilloïde, et en déplaçant à volonté le trièdre T dans l'espace. Les six paramètres que contiennent les formules (22) correspondent aux six degrés de liberté d'un pareil mouvement.

Sous réserve du fait que les éléments de la Géométrie réglée sont complexes et que les mouvements qu'exécutent ces éléments sont aussi complexes, la Géométrie réglée se réduit à la Planimétrie riemannienne. Ainsi, la droite imaginaire du plan elliptique s'extériorise dans le réel sous une double forme : elle apparaît à volonté sous l'aspect d'une vrille contenue dans un vrilloïde déterminé ; ou encore sous celui d'une recticongruence contenant toutes les normales à l'axe de la vrille précédente.

2me Cas (Espace ponctuel). Prenons toujours comme système de référence un tétraèdre fondamental P_k $(k = 0, 1, 2, 3)$, ou, sous la forme dissymétrique, un corps initial P_0 et un trièdre T.

Si, par rapport à ces repères, un corps solide C possède 4 coordonnées *réelles,* c'est que ses distances aux quatre corps P_k sont également réelles. Dans ces conditions, le corps C *rencontre* [1] les 4 sommets du tétraèdre ; c'est donc l'un des ∞^3 corps obtenus en faisant pirouetter P_0 autour de l'origine du trièdre T. L'ensemble de ces ∞^3 corps définit donc une *stéréocouronne* [2] *à centre fixe;* l'espace ponctuel riemannien n'est que l'image d'une semblable stéréocouronne de corps solides.

[1]) En Géométrie hyperbolique deux corps sont *concourants* quand la torsion qui amène l'un sur l'autre se réduit soit à une simple rotation, soit à un simple glissement. Il est aisé de montrer que si C rencontre les 4 corps C_k, les 4 torsions correspondantes sont nécessairement des rotations.

[2]) Voir ma Note, *Archives*, t. XLI, p. 93 et suivantes.

Tout changement des repères revient à échanger le tétraèdre P_k contre un autre P'_k. Pour qu'un corps solide, réel au regard du premier tétraèdre, le reste pour le second, il faut que les 4 sommets P'_k appartiennent, eux aussi, à la stéréocouronne.

On voit que le mouvement de l'espace ordinaire, à six degrés de liberté, s'obtient par le moyen d'une double opération ; elle consiste à faire tourner, indépendamment l'un de l'autre, le corps initial P_0 et le trièdre T autour du centre de la stéréocouronne. Chacune de ces rotations est équivalente à une certaine transformation orthogonale réelle ; ce sont les deux transformations ainsi déterminées que l'on rencontre, qnand on cherche, comme nous l'avons fait ci-dessus à l'occasion du problème des vrilles, à définir l'influence du mouvement sur les coordonnées plückériennes de la droite. La décomposition en deux transformations orthogonales distinctes du sous-groupe adjoint au groupe du mouvement reçoit ici une interprétation très claire.

Les corps contenus dans une stéréocouronne déterminée sont imaginaires par rapport à une autre stéréocouronne. Malgré cela, il est clair que toute stéréocouronne à centre peut servir de représentant à l'espace ponctuel elliptique ; il existe autant de ces images différentes qu'il y a de stéréocouronnes à centre, à savoir ∞^6.

Chacune de ces représentations est *congruente,* en ce sens que la distance de deux corps de la stéréocouronne, soit la moitié de l'angle que l'un des corps doit décrire pour venir s'appliquer sur l'autre, est égale à la distance des points auxquels les corps servent d'images. De là les conséquences suivantes.

Prenons deux corps de la stéréocouronne ; les éléments réels de la vrille qui les joint forment une *couronne;* c'est donc la couronne qui correspond à la droite joignant dans l'espace ponctuel les points figuratifs de ces deux corps. De même, les éléments réels du vrilloïde qui passe par trois corps donnés de la stéréocouronne dessinent, dans l'espace ponctuel, la figure connue sous le nom de *couronoïde.* C'est donc le couronoïde qui est l'image, dans la Géométrie des corps solides, du plan de la Géométrie ponctuelle. Et voilà mise en évidence la cause qui fait que les relations entre solides, couronnes et couronoïdes,

sont exactement les mêmes que celles qui existent dans l'espace ponctuel entre les points, les droites et les plans.

Le couronoïde s'obtient en renversant un corps fixe autour de tous les axes issus d'un certain centre O; c'est l'ensemble des corps communs au vrilloïde (P_0), qui admet pour son pôle le corps initial, et à une stéréocouronne de centre O. Voilà pourquoi la planimétrie, contenue comme cas particulier dans la stéréométrie, peut être envisagée à volonté comme la Géométrie des corps d'un même couronoïde, ou sous l'aspect de la Géométrie des rayons issus d'un même centre fixe.

3me Cas (Espace hyperbolique). Les diverses Géométries qui viennent d'être examinées ont toutes le caractère riemannien. Mais, sans sortir du domaine de la Géométrie des corps solides, il est aisé d'y découvrir une interprétation concrète des propriétés de la Géométrie non-euclidienne hyperbolique. Il suffit de considérer, pour les étudier à part dans leurs relations mutuelles, les ∞^3 corps d'une *stéréocouronne à plan fixe*.

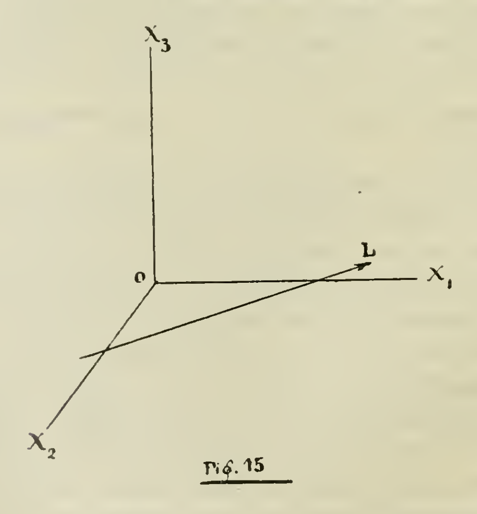


Fig. 15

Choisissons pour ce plan celui des $x_1\ x_2$, et engendrons la stéréocouronne en faisant tourner le corps initial P_0 autour de tous les axes qui sont contenus dans le plan. (Fig. 15.)

Si L désigne l'un d'entre eux, et u l'amplitude de la rotation,

les composantes L_1 et L_2 sont réelles, tandis que $L_3 = i\, L''_3$ est purement imaginaire. Après la rotation, les coordonnées du corps P_0 sont devenues

$$x_0 = \xi_0 = \cos u \quad , \qquad x_1 = \xi_1 = L_1' \sin u \quad ,$$
$$x_2 = \xi_2 = L_2' \sin u \ , \qquad x_3 = i\xi_3 = iL_3'' \sin u \ ;$$

les trois premières sont réelles, la quatrième est purement imaginaire. Entre les composantes réelles de ces diverses quantités existe la relation

$$\xi_0^2 + \xi_1^2 + \xi_2^2 - \xi_3^2 = 1 \ ,$$

qui caractérise un plan dans l'espace hyperbolique. Donc, *à chaque corps de la stéréocouronne à plan fixe correspond, d'une manière déterminée, un plan de l'espace de Lobatchewsky.*

D'après sa construction, il est clair que la dite correspondance implique conservation des relations métriques, de sorte que *la distance de deux corps de la stéréocouronne est égale à l'angle des deux plans qui représentent l'un et l'autre corps.*

Il est clair que la stéréocouronne étant donnée, le système de référence admet ∞^6 positions. En effet, ∞^3 est le nombre de positions du corps initial dans la stéréocouronne; une fois fixée la situation de P_0, le plan OX_1, OX_2 est défini; c'est celui de la stéréocouronne, mais le système d'axes peut être encore choisi, dans le dit plan, de ∞^3 manières distinctes. Toutes ces variantes dans la détermination du système de référence correspondent aux mouvements de l'espace hyperbolique, qui sont aussi sextuplement infinis.

En Géométrie euclidienne les seuls systèmes de ∞^3 corps deux à deux concourants sont les deux stéréocouronnes. Mais dans la Géométrie hyperbolique, il s'en rencontre de différentes espèces. Par exemple, un de ces nouveaux systèmes est celui qui correspond par dualité à la stéréocouronne à plan fixe. Il est formé de tous les corps obtenus en faisant glisser un solide déterminé, de toutes les manières possibles, le long des droites d'une même gerbe. On reconnaîtra facilement que ce sont les corps appartenant à une semblable stéréocouronne qui correspondent aux points de l'espace hyperbolique et peuvent leur servir d'images.

Et il ne serait pas plus difficile de définir de nouvelles espèces de stéréocouronnes pouvant servir à représenter les points d'un espace non-euclidien, où la forme fondamentale serait, par exemple, la suivante :

$$x_0^2 - x_1^2 - x_2^2 + x_3^2 .$$

Je termine en rappelant que les résultats précédents ne seraient pas sensiblement modifiés si l'espace feuilleté qui sert de lieu à nos corps solides était du type euclidien, et non pas hyperbolique. En adoptant cette hypothèse, toute naturelle, on trouverait, et de différentes manières, dans la Géométrie euclidienne des corps solides, un mode d'interprétation concrète pour les diverses géométries non-euclidiennes.

Mais j'arrêterai ici ces quelques observations sur une théorie qui appellerait de longs développements et sur laquelle j'aurai peut-être à revenir quelque jour en raison de son intérêt.

(A suivre).

DE L'ÉTHER

ET DE LA

STRUCTURE DE L'ATOME

PAR

L. ZEHNDER

Les récentes recherches de M. Richardson (¹) et de ses collaborateurs sur les courants des thermo-ions ont établi que les électrons émis par un corps chauffé se comportent comme un gaz qui s'évaporerait du corps. Peu de lois naturelles jouissent d'un champ d'application aussi étendu que celle de M. Richardson a trouvé pour ce phénomène. En se plaçant au point de vue des fluctuations des rayons radioactifs α étudiés par Schweidler, M. Debierne (²) a conclu que le modèle de l'atome imaginé par Rutherford et Bohr (³) était incapable, vu la petitesse du nombre des composantes disponibles (électrons en mouvement rotatoire), de fournir des éléments du désordre moléculaire que l'on est obligé d'admettre à l'intérieur de l'atome radio actif si l'on veut expliquer les dites fluctuations. M. Debierne suppose au contraire dans chaque atome une innombrable quantité de particules douées de mouvements moléculaires excessivement rapides et dont les vitesses peuvent atteindre celle de la lumière. S'engageant sur une voie toute différente M. Nernst (⁴) a remis l'éther en honneur; il partit pour cela d'expériences dans le voisinage du zéro absolu qui forcent d'admettre l'existence d'une « énergie à zéro » pour l'atome. Selon lui l'éther aurait

¹) O.-W. Richardson, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 1915 (A), **91**, 396; *Nature*, 1915, **95**, 468.

²) A. Debierne, *Ann. de phys.* 1915 (9) **4**, 323.

³) N. Bohr, *Phil. mag.* 1913 (6) **26**, 1, 476, 857.

⁴) W. Nernst, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.*, 1916, **18**, 83. 109.

une structure atomique et disposerait par centimètre cube d'une si immense provision d'énergie que chacun de ses atomes y puiserait son « énergie à zéro », dès qu'il arriverait au repos absolu (à — 273°). L'énergie à zéro est si immensément grande que chaque système matériel, comme par exemple une molécule ou un atome, acquerrait une vitesse à peu près égale à celle de la lumière s'il venait à perdre cette énergie.

Les travaux que nous venons de signaler, ainsi que beaucoup d'autres recherches modernes, tendent à démontrer que l'hypothèse de l'éther, dont plusieurs savants de nos jours déclarent l'inutilité, est au contraire des plus nécessaire. L'actualité de la question m'a conduit à remanier l'hypothèse sur la nature de l'électricité que je conçus pendant que j'étais encore privat-docent à l'université de Bâle et que je publiai pour la première fois dans mon discours d'habilitation devant la faculté de philosophie de l'université de Fribourg i/B.([1]) Je partis du point de vue que l'éther possède une structure atomique, comme toutes les autres substances, et que ses atomes ne se distinguent de ceux des autres corps que par l'ordre de leur grandeur. En outre j'admettais que les atomes de l'éther n'étaient autre chose que des corpuscules excessivement petits, possédant un volume propre et formés d'une substance homogène élastique soumise aux lois de la pesanteur. L'élasticité de la matière constituant les atomes, des corps connus aussi bien que de l'éther, doit être parfaite. Si elle était imparfaite le choc mutuel des atomes donnerait lieu à des déformations qui subsisteraient, et dans le cas où il y aurait au contraire absence totale d'élasticité. les atomes s'émietteraient. Il est nécessaire d'imaginer la substance des atomes assujettie aux lois de la gravitation, sans quoi toute la matière composant l'univers, et dont les plus récents calculs des astronomes ont prouvé qu'elle n'est point infinie mais limitée, se serait dès longtemps disper-

[1]) Mechanik des Weltalls, Freiburg i/B. 1897. Vorvort; pour la suite consulter en outre mes livres parus plus tard: Entstehung des Lebens I-III. Freiburg i/B. 1899-1901; Leben im Weltall. Tubingen 1904; Ewiger Kreislauf des Weltalls. Braunschveig 1914; enfin mes mémoires dans les *Verh. D. Phys. Ges.* 1912. **14**, 438; 1913. **15**, 1317; 1916. **18**, 134. 181.

sée à l'infini. La gravitation est ainsi une action à distance immédiate, mais elle est aussi la seule force de ce genre, et toutes les autres forces d'apparence immédiates peuvent y être ramenées. Le modèle de l'atome de Rutherford-Bohr par contre exigerait la supposition d'une grande quantité d'actions à distance immédiates pour les attractions et les répulsions électriques, pour l'aimantation, pour l'élasticité, l'affinité, la cohésion, l'adhésion, la tension superficielle.

Partant de ces idées et me basant sur le fait que suivant le principe de l'échange des énergies par le choc, les carrés des vitesses des particules sont inversement proportionnels à leurs masses, que par conséquent les vitesses de translation des atomes de l'éther doivent être extraordinairement grandes, je conçus l'hypothèse suivante: les vitesses (moyennes) de translation des atomes de l'éther se comportent par rapport à la vitesse de la lumière comme les vitesses (moyennes) de translation des molécules d'un gaz par rapport à la vitesse du son dans ce gaz. Je pus ainsi établir une analogie remarquable entre les domaines de l'optique et de l'acoustique. L'analogie entre l'électricité et la chaleur devient encore plus frappante par mon hypothèse subséquente, savoir que le même état de mouvement des molécules auquel M. Clausius assimile la chaleur, représente l'électricité lorsqu'il est envisagé dans le sein des atomes de l'éther. En d'autres termes l'électricité serait la « chaleur de l'éther ».

L'éther, en sa qualité de milieu de propagation des ondes électriques et lumineuses, remplit l'espace entre tous les corps célestes visibles et doit s'étendre encore bien au-delà, il doit former un incommensurable sphère éthérée; mais celle-ci ne saurait être infinie à cause du fait que la matière est limitée. C'est grâce à la gravitation que les atomes de l'éther ont acquis leurs immenses vitesses de translation dépassant celle de la lumière (1), et la gravitation fait subir aux couches intérieures de l'éther une compression par les couches extérieures. De

1) Le postulat d'Einstein qui veut que la vitesse de la lumière ne puisse être surpassée par aucune autre vitesse est incompatible par exemple avec la loi de la distribution des vitesses de Maxwell. Cette loi suppose pour chaque mouvement moléculaire calorique un nombre,

même que la surface terrestre, de même la pression de l'éther croît à mesure que l'on s'approche du centre de l'univers, et la surface de chaque corps pondérable se trouve être le siège d'une pression éthérée énorme analogue à la pression atmosphérique. La conception de l'éther nous permet de ramener toute action à distance d'apparence immédiate à un phénomène de gravitation. Le bombardement incessant de la surface des atomes des corps de la part des atomes éthérés avec leurs immenses vitesses fournit l'énergie à zéro mise en évidence par les recherches les plus récentes.

Plus notre lieu d'observation se trouve rapproché du centre de la gravitation universelle, plus aussi la densité de l'éther devient considérable. La présomption qu'à l'intérieur de notre système planétaire l'éther ait acquis une densité telle que nous devions le considérer comme « quasi-solide », tout comme à l'intérieur du soleil où la matière est quasi-solide malgré l'élévation considérable de la température, se trouve ainsi pleinement justifiée. Je n'attribuerai cependant le terme de quasi-solide à une substance que tant que sa température est supérieure a son point critique. Les vitesses de ses molécules sont alors telles que si la pression extérieure venait à faire défaut, les particules se désagrégeraient immédiatement en tout sens. Dans ces conditions l'état d'une pareille substance quasi-solide se trouve être en même temps « quasi-labile ». Il en résulte que les matériaux constitutifs du soleil ne sauraient être d'essence poisseuse selon l'idée de plusieurs savants et qu'ils ont au contraire un tel degré de fluidité qu'un corps étranger, par exemple, un bolide, qui se précipiterait sur le soleil, y pénétrerait facilement et y occasionnerait de violents bouleversements. Il convient de remarquer que pour que les choses se passent ainsi la vitesse du corps étranger en question devrait être d'un ordre de grandeur inférieure aux vitesses des molécules des matériaux traversés. Dans ce cas les atomes solaires possèdent des vitesses supérieures à celles du corps étranger, ils fuient

petit si l'on veut, de vitesses moléculaires immenses. Pour les vitesses maxima des électrons, qui atteignent en moyenne $^2/_3$ de celle de la lumière. il faut à l'occasion admettre des vitesses supérieures à celle de la lumière.

plus rapidement que celui-ci n'est capable de les poursuivre. ils comblent tout vide dans son sillon avec une telle rapidité que ce vide même ne saurait être apprécié. Vis-à-vis des corps pondérables l'éther se comporte tout pareillement; car les vitesses possibles dans ceux-ci restent toujours considérablement inférieures à celles des atomes éthérés. Les atomes et les molécules des substances pondérables n'éprouvent, en raison de leurs grandes dimensions par rapport aux atomes de l'éther, qu'une excessivement faible résistance s'ils se meuvent dans l'éther quasi-labile. Il en est ainsi malgré que la densité de l'éther soit telle que nous devions désigner celui-ci comme quasi-solide, c'est-à-dire comme étant dans un état où ses atomes, tout en effectuant des vibrations excessivement rapides, sont néanmoins très rapprochés les uns des autres, à la manière des atomes et des molécules dans un solide ordinaire. On conçoit clairement que dans un éther quasi-solide, doué de pareilles propriétés, des ondes lumineuses ou électriques ne peuvent être que transversales et polarisables.

Supposons un corps quelconque, un grand corps céleste, une petite molécule ou un atome corporel, noyé dans l'éther. Les atomes éthérés, en venant butter contre lui, perdront leur immense vitesse de translation pour la reconquérir immédiatement après en sens inverse. Les mouvements des atomes de l'éther quasi-solidement comprimé présentent des vitesses de translation d'autant plus petites qu'ils sont situés plus près de la surface du corps. Chaque corps possède son enveloppe d'éther personnelle, l'atome corporel aussi bien que n'importe quel corps céleste, tout comme chaque corps est recouvert d'une pellicule d'eau et d'une pellicule gazeuse opiniâtrement adhérentes. Notre globe terrestre aussi entraîne sa sphère d'éther quasi-solide dans sa course à travers l'espace, et il n'est pas surprenant que l'expérience de Michelson (1) n'ait décelé aucun mouvement relatif entre la terre et l'éther.

Ma théorie de l'électricité est unitaire. L'électricité positive et négative n'ont pas d'existence en elles-mêmes, ce qui existe

1) A. Michelson and Ed. Morley. *Sill. Journ.*, 1887, **34**, 333 ; L. Zehnder, 1895, *Ann. d. Phys.*, **55**, 65.

ce sont des espaces, voire même des corps, à l'intérieur desquels les mouvements atomiques de l'éther sont plus rapides ou moins rapides que dans le voisinage, de telle sorte qu'un excédent de vitesse peut passer d'un corps à son entourage ou en sens inverse. Telle est l'origine du champ électrique de ce corps. Dans le champ électrique d'une sphère électrisée, dont les vitesses atomiques de son éther sont supérieures à celles de l'éther de son voisinage immédiat, les vitesses dans ce dernier subiront une augmentation ; mais le nombre des atomes dans le voisinage s'en trouvera d'autant diminué. Un corps électrisé suscite donc dans l'éther avoisinant un état tout à fait semblable à celui engendré par un corps chaud dans un gaz très mauvais conducteur de la chaleur. Les lignes de force électriques sont représentées par le prolongement des rayons de la sphère; dans leur direction le gradient des vitesses atomiques de l'éther décroît le plus rapidement. La diminution du nombre des atomes éthérés dans l'unité de volume au voisinage du corps électrisé est due à la fuite de ces atomes vers l'extérieur: des électrons quittent la surface du corps. J'établis très simplement la définition : le potentiel électrique absolu est proportionnel au carré des vitesses atomiques de l'éther, la quantité d'électricité est proportionnelle à la masse de ces atomes mis en mouvement. Un espace, dans lequel les atomes de l'éther n'auraient plus aucune vitesse, serait au potentiel de zéro absolu. Les études sur les tubes évacués permettent la conjecture que les conducteurs électrisés négativement possèdent des vitesses atomiques de l'éther supérieures à celles des conducteurs à l'état neutre, et que les conducteurs électrisés positivement se comportent inversement. Un corps négatif, par exemple un atome corporel négatif, chasse vers l'extérieur des atomes éthérés, il émet des électrons.

Si l'atome corporel n'est pas sphérique, mais de forme quelconque, et s'il est dépourvu de tout genre de symétrie, il peut offrir une bipolarité électrique ou magnétique, voir même les deux à la fois. S'il possède par exemple une extrémité pointue et une autre obtuse, les atomes de l'enveloppe éthérée recevront des vitesses supérieures du côté de la pointe que de l'autre. Il en résultera, ainsi que cela fut expliqué plus haut, un

déplacement d'atomes éthérés de la pointe de l'atome corporel vers son extrémité obtuse. un ou plusieurs électrons se déplacent. L'atome corporel acquiert ainsi une bipolarité électrique. Une molécule douée du même caractère de dissymétrie se comportera de la même manière; si elle vient à être dissociée les deux pôles électriques restent séparés et la molécule se trouve divisée en ses ions. Le nombre des électrons, qui dans la dissociation auront passé d'une partie de la molécule à l'autre, sera proportionnel à la valence du ion. En raison de la petitesse de l'atome de l'éther j'imagine l'électron composé d'une très grande quantité de ces atomes, de mille, de millions ou même davantage. La moyenne statistique des atomes d'éther transportés dans une électrolyse constitue l'électron [1]. — Existe-t-il par contre pour l'atome ou pour la molécule corporelle un axe moyen, par rapport auquel il y a dissymétrie pour toutes les sections planes le traversant, cet atome ou cette molécule pourra devenir un bipôle magnétique; pour cela il faut que la portion extérieure de i'enveloppe éthérée de cet atome ou de cette molécule soit contrainte, en vertu de la dissymétrie supposée et par suite des chocs des atomes éthérés voisinants, à un mouvement rotatoire autour de l'axe. Cela correspond au courant moléculaire d'Ampère.

Nous avons donc à nous représenter l'atome corporel formé d'un noyau solide de substance homogène et revêtu d'une enveloppe d'éther le comprimant fortement. Le noyau est parfaitement élastique, mais l'enveloppe ne l'est qu'imparfaitement; car celle-ci est formée d'atomes éthérés parfaitement élastiques eux-mêmes mais actionnés seulement par des pressions extérieures dirigées contre le noyau. Les vibrations élastiques propres des molécules et des atomes d'un corps sont sollicitée par les chocs correspondant soit à un degré suffisamment élevé de température, soit à une combinaison ou une séparation chimique, soit à une action électrique ou autre. En nous basant, pour calculer les périodes de ces vibrations, sur les vitesses connues de la propagation de perturbations élastiques dans les corps

[1]) M. F. Ehrenhaft a découvert des quantités d'électricité environ cent fois inférieures à celles des électrons. *Wien. Sitz. Ber. d. K. Akad. d. Wiss.* 1914, **123** [2 a], 53.

ordinaires, nous arrivons, si l'on prend en considération la petitesse des atomes corporels, à des valeurs qui rentrent tout à fait dans l'ordre de grandeur des périodes de la lumière visible. Il en résulte que les vibrations lumineuses à l'intérieur de la matière pondérable comme à l'intérieur de l'éther sont malgré tout de nature purement élastique, exactement comme elles furent jadis conçues par les physiciens français dont les travaux classiques frayèrent un chemin à la théorie de la lumière et furent couronnés de si éclatants succès. En calculant les valeurs possibles des périodes oscillatoires pour les atomes corporels, il est nécessaire de tenir compte de l'amortissement considérable que l'enveloppe d'éther, par suite de l'imperfection de son élasticité et de son rayonnement, exerce sur le noyau moléculaire. Enfin il ne faudra pas oublier que l'enveloppe éthérée du ion négatif est plus petite, celle du ion positif plus grande, que les enveloppes des groupes d'atomes à l'état neutre. Et tenant compte de tous ces facteurs, on peut mettre en évidence les séries dans les spectres de lignes des éléments: les spectres à bandes s'expliquent par l'accouplement d'atomes d'un même élément ou d'éléments différents.

Si la vitesse de propagation d'une perturbation élastique dans la substance du noyau de l'atome est de l'ordre de grandeur de la vitesse du son, elle sera de l'ordre de grandeur de la vitesse de la lumière dans l'enveloppe éthérée. Des perturbations d'équilibres se propagent par conséquent bien plus rapidement dans l'enveloppe que dans le noyau; car les atomes éthérés de l'enveloppe ont, malgré l'état de compression dans lequel ils se trouvent, dans leurs mouvements vibratoires des vitesses de translation personnelles incomparablement supérieures, et leur énergie potentielle est en conséquence. Lorsque donc l'enveloppe éthérée est exposée à des chocs très brefs et violents, tels que ceux qu'occasionnent des rayons cathodiques, des rayons β provenant de substances radioactives, ou bien des particules α douées de très grandes vitesses, elle prendra ses vibrations propres qui peuvent être mille ou cent mille fois plus rapides que les vibrations lumineuses. De pareilles vibrations de l'enveloppe éthérée se manifestent sous forme de rayons X, de rayons Röntgen et de rayons γ.

L'étude de la radioactivité a montré que les atomes de poids élevés sont construits d'atomes de poids inférieurs, car bon nombre de substances radioactives se désagrègent en d'autres de poids atomiques moindres et en atomes de hélium qui sont projetés sous forme de particules α. D'autres transformations radioactives ne donnent naissance qu'à des rayons β ou γ. Si l'atome corporel est donc constitué, comme je viens de l'exposer, c'est-à-dire s'il est en quelque sorte bâti d'une grande quantités de petites pierres de construction parfaitement élastiques comprimées par une enveloppe éthérée, il est aisé de comprendre que pendant la désagrégation de l'atome une de ces petites pierres de construction, projetée par exemple sous forme de particule α, devra acquérir une vitesse extraordinairement grande à cause de l'immense pression de l'éther qui provoque l'écroulement du reste de pierres des l'édifice. On concevra en outre que l'ordre de grandeur de cette vitesse devra se rapprocher de celui de la lumière. Les vitesses des atomes de l'éther projetés en même temps, c'est-à-dire des électrons ou des particules β, seront encore plus grandes. Enfin il est évident qu'en général ces causes donneront naissance aux vibrations propres des enveloppes éthérées et que ces vibrations nous apparaîtront sous forme de rayons γ.

SUR L'EMPLOI

DU

BLEU DE MÉTHYLÈNE

COMME RÉACTIF DANS L'ANALYSE CHIMIQUE

ET APPLICATION DU PROCÉDÉ A LA RECHERCHE ET AU DOSAGE DES PERCHLORATES DANS LE SALPÊTRE DU CHILI

PAR

A. MONNIER

Si on ajoute, à la dissolution aqueuse d'un persulfate alcalin, quelques gouttes d'une solution de bleu de méthylène, le liquide prend une coloration rose, due à la formation d'un précipité qui se dépose lentement. Par réflexion, ce précipité prend une fluorescence verte ; examiné au microscope, on constate qu'il est formé par des aiguilles transparentes, violettes, à reflets vert-bronzé. Ce corps est une combinaison peu soluble de la matière colorante avec l'acide persulfurique ; calciné sur une lame de platine, il laisse un léger résidu donnant les réactions des sulfates.

Les perchlorates donnent une réaction analogue, mais le précipité présente une teinte violette, moins rose que le précipité de persulfate ; chauffé sur la lame de platine, il se décompose brusquement, avec déflagration, ce qui permet encore de le différencier du précipité obtenu avec les persulfates.

Il convient d'opérer à froid, car les précipités sont solubles dans l'eau bouillante ; de plus, en maintenant l'ébullition, les perchlorates se décomposent avec dégagement de l'oxygène et la liqueur se décolore.

Si la solution à examiner ne renferme que des traces de perchlorates et de persulfates, la réaction ne se produit que lentement; après un repos de quelques heures, il se forme sur les parois du tube à essais de longues aiguilles violettes à reflets verts.

Cette réaction très sensible pourra être utilisée avantageusement pour la recherche de ces acides, à condition qu'ils ne se trouvent pas en présence de composés susceptibles de précipiter la matière colorante. Nous avons constaté, en effet, que d'autres sels formaient également, avec le bleu de méthylène, des combinaisons insolubles ou peu solubles. Parmi ceux-ci, il faut mentionner en premier lieu les *iodures,* qui produisent, dans les solutions pas trop diluées, un précipité d'iodhydrate.

Par contre, les fluorures, chlorures, hypochlorites, chlorates, bromures, bromates, iodates et periodates ne réagissent pas sur le colorant. Il en est de même des acides du soufre, des nitrites, nitrates. phosphates, borates, perborates, carbonates, percarbonates, etc.

Le bleu de méthylène ne donne pas de précipité dans les solutions aqueuses diluées de *chromates neutres;* mais, en ajoutant à la liqueur quelques gouttes d'acide chlorhydrique ou d'acide sulfurique dilué, il se produit immédiatement un précipité rose, à reflets bronzés. L'addition d'acide transforme le chromate neutre en *bichromate*, qui forme avec la matière colorante une combinaison insoluble. La même réaction a lieu avec des solutions aqueuses, même très diluées, de *bichromates alcalins*. Un phénomène analogue se produit avec les vanadates : les solutions diluées d'*orthovanadates* ne réagissent pas, tandis que si on transforme les orthovanadates en *métavanadates*, en acidulant le liquide, il se produit un précipité bleu foncé volumineux.

Les *molybdates* et *tungstates* alcalins donnent également des précipités bleu foncé.

En résumé, les sels des acides suivants en solutions diluées donnent un précipité par addition d'une dissolution de bleu de méthylène :

Acide iodhydrique, précipité bleu foncé à reflets vert bronzé.
» perchlorique, » violet » »

Acide	persulfurique,	précipité	violet rose	à reflets	vert bronzé.
»	bichromique,	»	»	»	»
»	permanganique,	»	»	»	»
»	ferricyanhydrique,	»	violet	»	»
»	métavanadique,	»	bleu foncé sans reflets.		
»	molybdique,	»	»	»	
»	tungstique,	»	»	»	

La solution de bleu de méthylène pourra, dans certains cas particuliers, servir à la recherche et à la caractérisation de certains de ces acides. On pourra, par exemple, employer ce réactif pour les recherches suivantes :

ferricyanures dans les ferrocyanures ;

iodures dans les iodates ou periodates ;

persulfates en présence des autres acides du soufre ;

perchlorates dans les chlorates ou autres acides du chlore, etc.

Cette réaction pourra surtout rendre de grands services pour caractériser la présence de perchlorates dans les nitrates et particulièrement dans le salpêtre du Chili. Si l'on veut rechercher les perchlorates dans un mélange renfermant des iodures, on traitera la solution par de l'oxyde d'argent humide qui précipite l'iode comme iodure d'argent, et on effectuera la réaction sur le liquide filtré.

La recherche de ces acides devra se faire de préférence sur leurs sels alcalins, ou alcalino-terreux, condition qui est facile à réaliser dans l'analyse, et qui présente de l'importance, certains sels et métaux lourds réagissant avec le bleu de méthylène :

Le *chlorure mercurique* donne un volumineux précipité violet.

Les *chlorures aurique, platinique* et *iridique* donnent des précipités bleu foncé, dûs vraisemblablement à la formation de chloroaurates, chloroplatinates et chloroiridates de la matière colorante.

Recherche et dosage colorimétrique des perchlorates dans le salpêtre du Chili

Le salpêtre du Chili ordinaire forme des cristaux confus, d'un blanc sale, un peu terreux, contenant environ 95 % de nitrate

de soude et une assez forte proportion de chlorure de sodium. Il contient en outre de petites quantités de chlorure et de sulfate de magnésie, de sulfate de chaux et d'iodate de sodium ; enfin, on y constate toujours la présence de perchlorate de potasse.

Sjollema([1]), dans une étude relative à l'action nocive qu'exerce parfois le nitrate de soude sur les cultures de céréales, attribue cette action défavorable à la présence des perchlorates. En effectuant l'analyse de plusieurs échantillons de salpêtre du Chili, il constata que ceux-ci renfermaient de 0,14 à 6,79 % de perchlorate de potasse, et que ce sel était très inégalement réparti dans la masse des nitrates.

Wagner indiqua plus tard qu'une teneur en perchlorate de potasse de 0,8 % dans le salpêtre peut exercer une action défavorable sur la végétation du seigle.

D'autre part, la présence d'une proportion un peu élevée de perchlorate dans les nitrates peut offrir des dangers dans la fabrication des poudres de mines, lors du malaxage du nitrate avec le charbon et surtout le soufre ; les mélanges de perchlorates et de soufre sont très sensibles à la friction et au choc.

Nous avons eu l'occasion de constater dans une poudrerie les dégâts causés par la déflagration d'un mélange de nitrate de soude brut et de soufre, survenue pendant le malaxage sous les meules. Le nitrate qui a causé cet accident contenait une assez forte proportion de perchlorate de potasse.

La recherche et le dosage des perchlorates dans le salpêtre du Chili offrent donc une réelle importance, au point de vue agricole et industriel, et plusieurs méthodes ont été proposées pour le dosage de ce sel ; mais on ne connaît pas, jusqu'à présent, de réaction qualitative sensible et caractéristique, si ce n'est la méthode de recherche microchimique de Frésenius et Beyerlein ([2]), qui est d'une exécution délicate ; elle consiste à ajouter à la dissolution du sel à examiner un peu de chlorure de rubidium et de permanganate de potasse. En portant une goutte de la liqueur sur un porte-objet, on peut observer au micros-

[1]) *Ann. agronomiques*, t. XXIII, p. 328.
[2]) *Zeits. Anal. Chemie*, t. XXXVII, p. 501, et *Bull. Soc. chimique*, t. XXII, p. 43.

cope la formation de cristaux de perchlorate de rubidium, qui sont colorés en rouge. D'après les auteurs, ce procédé permettrait de déceler 0,2 °/₀ de perchlorate.

Pour le dosage de l'acide perchlorique, Blattner et Brasseur (1) opèrent de la manière suivante : sur une première prise d'essai, on dose le chlore des chlorures par une solution titrée de nitrate d'argent. D'autre part, on mélange le sel à analyser avec 10 à 15 fois son poids d'oxyde de calcium pur ; le mélange, introduit dans un creuset de platine, est calciné pendant 15 minutes : la masse refroidie est traitée par l'acide nitrique dilué et on dose le chlore total par la solution argentique. De la différence entre les deux résultats, on déduit la teneur en perchlorate.

Gilbert (2) opère un peu différemment :

1° On dissout 25 grammes de salpêtre dans 250 cc. d'eau, on prélève 50 cc. et dose le chlore au moyen de la solution décinormale de nitrate d'argent.

2° 25 grammes de salpêtre sont mélangés avec 2 gr. 5 de peroxyde de manganèse et le mélange est chauffé pendant 1 heure à 540°. La masse calcinée est dissoute dans 250 cc. d'eau ; sur 50 cc., on dose le chlore par la solution argentique. La différence du nombre de cc. de solution décime d'argent multipliée par 0,2772 donne la teneur centésimale en perchlorate de potasse.

D'autres méthodes ont été proposées, mais elles n'offrent aucun avantage sur celle de Gilbert, qui donne de très bons résultats.

La nouvelle méthode que nous allons décrire présente de sérieux avantages sur les procédés existants, car elle est d'une grande sensibilité et d'une exécution facile et rapide, ne demandant qu'une manipulation très simple, puisqu'elle permet de caractériser et doser les perchlorates par un seul et même essai.

Les réactifs nécessaires sont :

1° une solution aqueuse de bleu de méthylène à 0,3 °/₀.

2° une solution titrée de perchlorate de potasse à 0,1 °/₀.

(1) *Bull. Soc. chimique*, 1898, t. XIX, p. 538.

(2) Post et Neumann, Traité d'analyse.

On pèse exactement 5 grammes du salpêtre à examiner, que l'on dissout dans l'eau ; puis on filtre dans un flacon jaugé de 100 centimètres cubes. On prélève alors dans un tube à essais 20 cc. de cette liqueur. correspondant à 1 gramme de substance, à laquelle on ajoute 1 cc. de la solution de bleu de méthylène. Si la quantité de perchlorate est élevée, il se produit de suite un précipité violet à fluorescence verte ; s'il n'y en a que des traces, il ne se produit pas de réaction immédiate, mais après un repos de quelques heures on constate sur les parois et au fond du tube, la formation de longues aiguilles cristallines à reflets vert bronzé. Après ce repos, la teinte s'est affaiblie et le liquide devient d'un bleu d'autant plus pâle que la proportion de perchlorate est plus élevée. C'est sur cette propriété que nous avons établi notre méthode de dosage colorimétrique.

On choisit une série de 5 tubes à essais de même diamètre dans lesquels on introduit respectivement de 1 à 5 centimètres cubes de la solution titrée de perchlorate de potasse. On ajoute de l'eau distillée dans chaque tube, de manière à amener le volume à 20 cc. exactement. Il est préférable de compléter le volume avec une solution de nitrate de soude chimiquement pur, pour se trouver dans les mêmes conditions que le liquide à examiner.

On verse alors dans chaque tube, au moyen d'une pipette bien calibrée, un centimètre cube de la solution de la matière colorante ; on agite et on laisse reposer du soir au lendemain, dans un endroit frais. On compare ensuite l'essai avec l'échelle colorimétrique ; si, par exemple, il vient se placer entre le deuxième et le troisième tube, la teneur de nitrate en perchlorate est de 0,2 à 0,3 %.

On prépare alors une nouvelle échelle avec une série de tubes dont la teneur en perchlorate variera entre 2 et 3 milligrammes ; la différence de teinte entre les tubes est suffisamment nette pour donner une grande approximation.

Si la teneur en perchlorate est inférieure à 0,2 %, on effectuera l'essai sur 20 cc. d'une solution à 10 % du salpêtre à analyser.

Si le nitrate à examiner renferme plus de 0,5 % de perchlorate, on fera l'essai sur 0 gr. 5 de substance ; s'il en renferme

plus de 1 °/₀, on opèrera sur 0 gr. 25, ramené au volume de 20 cc.

On a mentionné dans certains nitrates bruts, la présence d'iodures ; nous ne l'avons pas constatée sur les nombreux échantillons que nous avons soumis à l'analyse. Cependant, si l'on avait à doser les perchlorates dans un sel renfermant des iodures, il faudrait éliminer l'iode par l'oxyde d'argent, avant d'effectuer l'essai.

Les autres impuretés qui peuvent se rencontrer dans le salpêtre du Chili, notamment les iodates et les periodates, sont sans action sur la solution de bleu de méthylène.

RÉSUMÉ MÉTÉOROLOGIQUE

DE L'ANNÉE 1915

POUR

GENÈVE ET LE GRAND SAINT-BERNARD

PAR

Raoul GAUTIER

Directeur de l'Observatoire de Genève

I. Introduction

L'année 1915 a été, dans l'ensemble, assez semblable à ses trois devancières dans ses caractères météorologiques principaux. Elle a cependant été meilleure au point de vue de la température: les mois de mai et de juin ont été beaux et chauds, et toutes les récoltes en ont bénéficié, quoique les mois d'été et d'automne aient tous été, après juin, plus froids que la moyenne. Si l'on entre dans le détail, on trouve beaucoup de différences avec 1914, mais ces deux années, comme d'ailleurs 1913 et 1912, ont eu en commun un été peu chaud. L'hiver 1914-1915 a été chaud, beaucoup plus chaud que le précédent, et il en résulte une faible amplitude annuelle.

Au point de vue de l'humidité, l'année a été pluvieuse, surtout en hiver, et elle dépasse comme quantité d'eau tombée ses trois devancières, sans cependant atteindre au total anormal de 1910. C'est cependant une année très pluvieuse, l'année météorologique plus que l'année civile, à cause de la chute totale d'eau de décembre 1914. Moins nuageuse en moyenne que 1914, 1915 fournit cependant un nombre faible d'heures d'insolation, parce que les mois d'été ont été, relativement, très nuageux.

On trouvera d'ailleurs tous les caractères climatologiques de l'année résumés dans les pages et les tableaux suivants.

Il n'y a rien à signaler de nouveau cette année, ni dans la publication des tableaux météorologiques mensuels, ni dans celle du résumé annuel. Tous les tableaux de celui-ci contiennent *treize* mois, de décembre 1914 à décembre 1915, afin que les moyennes annuelles correspondent à la fois à *l'année météorologique* et à *l'année civile*. Seul le tableau V, fournissant les températures de cinq en cinq jours à Genève, n'est établi que pour l'année civile.

L'ordre des matières traitées dans ce résumé reste le même que dans ceux qui l'ont précédé. Après quelques indications de portée générale, les différents éléments météorologiques sont passés en revue dans l'ordre accoutumé : *température, pression atmosphérique, humidité de l'air, vent, pluie* et *neige, nébulosité* et *durée d'insolation*, cette dernière pour Genève seulement.

A l'*Observatoire de Genève*, les observations météorologiques directes se font toujours de trois en trois heures, à partir de 7 h. du matin et jusqu'à 10 h. du soir. Les instruments enregistreurs fournissent en outre les valeurs de la plupart des éléments météorologiques à 1 h. et à 4 h. du matin. Les moyennes diurnes de ces éléments-là reposent donc sur *huit* observations trihoraires. L'observation supplémentaire de 9 h. du soir a été utilisée, avec celles de 7 h. du matin et de 1 h. du soir, pour obtenir des moyennes spéciales de la température qui soient directement comparables à celles du *Grand Saint-Bernard*, où les observations ne se font plus qu'à ces trois heures-là depuis 1902, comme dans toutes les autres stations de la Suisse.

Les *valeurs normales* des différents éléments météorologiques sont empruntées pour *Genève*, aux « Nouvelles études sur le climat de Genève », d'Émile Plantamour, où étaient utilisées toutes les observations faites de 1826 à 1875. Pour le *Grand Saint-Bernard*, les valeurs normales sont fournies par les moyennes des 27 années, 1841-1867, calculées aussi par Plantamour.

Les tableaux mensuels des observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève et au Grand Saint-Bernard et publiés dans les *Archives* sont établis chaque mois à l'observa-

toire par M. Jules Marmet ; les tableaux de ce résumé-ci ont été préparés par M. Ernest Rod.

Les observations ont toutes été faites à l'HEURE LOCALE, seule indiquée. Pour la transformer en temps moyen de l'Europe centrale, il faut ajouter 35 minutes aux instants des observations de Genève et 30 minutes pour le Grand Saint-Bernard.

II. Température

Les résultats généraux des observations thermométriques sont consignés dans dix tableaux de chiffres groupés sous cinq rubriques différentes :

1° *Moyennes générales de la température — Écarts*

Le *tableau I* fournit, pour *Genève*, toutes les valeurs moyennes des températures, de trois en trois heures à partir de 1 h. du matin, puis les *températures moyennes des mois, des saisons et de l'année* (météorologique et civile), moyennes des huit moyennes trihoraires, enfin les *minima* et les *maxima* moyens. Les températures des heures de nuit, 1 h. et 4 h. du matin, ont été relevées, comme précédemment, sur les diagrammes du thermographe Richard, grand modèle, qui a bien fonctionné toute l'année.

Le *tableau II* pour *Genève* et le *tableau III* pour le *Grand Saint-Bernard* donnent les valeurs moyennes des températures des différentes périodes pour les trois observations de 7 h. du matin, 1 h. et 9 h. du soir, puis les températures moyennes des mêmes périodes calculées sur les deux formules employées par l'Institut central météorologique suisse : *a)* en prenant la moyenne arithmétique des trois températures moyennes diurnes ; *b)* en attribuant un poids double à l'observation de 9 h. du soir. Ce sont, du reste, ces dernières moyennes qui ont servi pour la comparaison des deux stations. Le tableau III contient en outre les *minima* et les *maxima* moyens pour la station du Grand Saint-Bernard.

Le *tableau IV* donne les *écarts* entre les températures moyennes des différentes périodes et les valeurs normales. Pour

I. Température. GENÈVE, 1915.

Période	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Température moyenne	Minimum moyen	Maximum moyen
	°	°	°	°	°	°	°	°	°	°	°
Déc. 1914.	+ 3.89	+ 3.84	+ 3.34	+ 1.97	+ 6.98	+ 5.78	+ 4.44	+ 3.82	+ 4.63	+ 1.17	+ 8.36
Janv. 1915	1.20	+ 0.65	+ 0.45	1.63	3.35	3.11	2.25	1.62	1.78	− 3.95	4.59
Février . .	0.21	− 0.23	− 0.35	1.55	3.83	3.45	2.19	1.37	1.50	− 2.12	5.04
Mars . . .	2.58	+ 1.85	+ 2.33	5.08	7.21	7.14	5.38	3.99	4.41	+ 0.31	8.76
Avril . . .	4.91	4.14	5.94	8.83	10.63	11.36	9.48	7.39	7.83	3.00	12.61
Mai	12.48	11.32	13.73	16.35	18.44	18.74	16.88	14.91	15.36	10.56	20.35
Juin. . . .	15.05	13.70	16.90	19.71	21.99	21.48	19.37	17.19	18.17	13.15	23.65
Juillet. . .	14.36	13.30	16.33	19.36	21.85	22.11	19.99	17.03	18.04	12.59	23.87
Août . . .	13.21	11.75	14.73	18.53	20.99	21.68	19.01	16.28	17.02	10.91	22.97
Septembre	10.42	9.31	10.45	14.37	16.35	16.49	14.31	11.97	12.96	7.73	17.97
Octobre. .	6.05	5.81	6.25	8.97	10.68	10.35	8.83	7.17	8.01	4.19	11.66
Novembre	2.22	1.77	2.12	3.46	5.10	4.51	3.53	2.73	3.18	0.31	5.90
Décembre.	5.31	5.58	5.23	6.42	8.06	7.50	6.34	5.64	6.26	+3.40	9.38
Hiver . . .	1.82	1.48	1.20	2.75	4.75	4.14	2.99	2.30	2.68	− 1.62	6.03
Printemps	6.67	5.79	7.35	10.10	12.11	12.42	10.59	8.78	9.23	+ 4.64	13.92
Été	14.20	12.91	15.98	19.20	21.61	21.76	19.46	16.83	17.74	12.21	23.50
Automne .	6.23	5.63	6.27	8.93	10.71	10.45	8.89	7.29	8.05	4.08	11.84
Année mét.	7.26	6.18	7.74	10.29	12.34	12.24	10.53	8.84	9.46	4.86	13.87
» civile	7.38	6.63	7.90	10.41	12.43	12.39	10.69	8.99	9.60	5.05	13.96

II. Température. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Températ. moyenne $\frac{7+1+9}{3}$	Températ. moyenne $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
Décembre 1914	+ 3.34	+ 6.98	+ 4.06	+ 4.79	+ 4.61
Janvier 1915	+ 0.45	3.35	1.90	1.90	1.90
Février	- 0.35	3.83	1.72	1.73	1.73
Mars	+ 2.33	7.21	4.51	4.68	4.64
Avril	5.94	10.63	8.14	8.24	8.21
Mai	13.73	18.44	15.55	15.91	15.82
Juin	16.90	21.99	17.87	18.92	18.66
Juillet	16.33	21.85	17.87	18.68	18.48
Août	14.73	20.99	17.01	17.58	17.43
Septembre	10.45	16.35	12.89	13.23	13.14
Octobre	6.25	10.68	7.75	8.23	8.11
Novembre	2.12	5.10	2.98	3.40	3.29
Décembre	5.23	8.06	5.84	6.38	6.24
Hiver	1.20	4.75	2.59	2.85	2.78
Printemps	7.35	12.11	9.41	9.62	9.57
Eté	15.98	21.61	17.60	18.40	18.20
Automne	6.27	10.71	7.87	8.28	8.18
Année météorolog.	7.74	12.34	9.41	9.83	9.72
» civile	7.90	12.43	9.56	9.96	9.86

III. — Température. SAINT-BERNARD, 1915.

PÉRIODE	7. h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Températ. moyenne $\frac{7+1+9}{3}$	Températ. moyenne $\frac{7+1+2\times9}{4}$	Minimum moyen	Maximum moyen
	°	°	°	°	°	°	°
Déc. 1914.	- 7.95	- 6.45	- 7.64	- 7.35	- 7.42	- 9.4	- 5.1
Janv. 1915	-12.04	-10.09	-11.93	-11.35	-11.50	-14.4	- 9.3
Février	-11.25	- 8.82	-11.20	-10.42	-10.62	-12.8	- 8.2
Mars	- 8.39	- 4.89	- 7.90	- 7.06	- 7.27	- 9.7	- 4.1
Avril	- 6.29	- 2.99	- 5.30	- 4.86	- 4.97	- 7.2	- 2.0
Mai	+ 1.74	+ 5.01	+ 2.19	+ 2.98	+ 2.78	+ 0.9	+ 5.9
Juin	4.05	6.90	4.46	5.14	4.97	3.3	8.2
Juillet	4.89	8.24	5.96	6.36	6.26	3.6	9.9
Août	4.12	8.61	4.95	5.89	5.66	3.2	9.5
Septembre	+ 1.23	+ 4.80	+ 2.12	+ 2.72	+ 2.57	+ 0.4	+ 5.8
Octobre	- 4.21	- 1.52	- 3.46	- 3.06	- 3.16	- 5.3	- 0.3
Novembre	- 8.24	- 5.75	- 8.11	- 7.37	- 7.55	-10.6	- 4.7
Décembre	- 5.63	- 3.89	- 5.36	- 4.96	- 5.06	- 7.4	- 2.6
Hiver	-10.38	- 8.44	-10.22	- 9.68	- 9.81	-12.20	-7.52
Printemps	- 4.29	- 0.93	- 3.65	- 2.96	- 3.14	- 5.33	-0.03
Été	+ 4.36	+ 7.93	+ 5.13	+ 5.80	+ 5.64	+ 3.40	+9.20
Automne	- 3.75	- 0.83	- 3.15	- 2.58	- 2.72	- 5.18	+0.22
Ann. mét.	- 3.48	- 0.53	- 2.93	- 2.31	- 2.47	-4.79	+0.51
» civile	- 3.28	- 0.31	- 2.74	- 2.11	- 2.27	-4.62	+0.73

IV. Écarts avec les températures normales, 1915.

PÉRIODE	Genève Moyenne des 8 obs.	Genève $\frac{7+1+2\times 9}{4}$	Grand St-Bernard $\frac{7+1+2\times 9}{4}$	Différence entre les deux stations
	°	°	°	°
Décembre 1914..	+ 3.83	+ 3.81	+ 0.17	+ 3.64
Janvier 1915....	+ 1.86	+ 1.98	- 2.46	+ 4.44
Février.........	- 0.10	+ 0.13	- 2.01	+ 2.14
Mars...........	- 0.16	+ 0.04	+ 0.05	- 0.01
Avril	- 1.14	- 0.76	- 1.70	+ 0.94
Mai............	+ 2.16	+ 2.62	+ 2.27	+ 0.35
Juin	+ 1.36	+ 1.85	+ 0.88	+ 0.97
Juillet..........	- 0.77	- 0.33	+ 0.10	- 0.43
Août...........	- 0.89	- 0.48	- 0.32	- 0.16
Septembre......	- 1.70	- 1.52	- 0.75	- 0.77
Octobre.........	- 1.87	- 1.77	- 2.68	+ 0.91
Novembre	- 1.37	- 1.26	- 2.25	+ 0.99
Décembre.......	+ 5.46	+ 5.44	+ 2.53	+ 2.91
Hiver	+ 1.93	+ 2.03	- 1.41	+ 3.44
Printemps......	+ 0.31	+ 0.65	+ 0.22	+ 0.43
Eté	- 0.11	+ 0.35	+ 0.22	+ 0.13
Automne	- 1.65	- 1.52	- 1.90	+ 0.38
Année météorol .	+ 0.11	+ 0.37	- 0.71	+ 1.08
» civile....	+ 0.25	+ 0.51	- 0.51	+ 1.02

Genève, il y a deux séries d'écarts, correspondant l'une aux températures du tableau I et l'autre à celles du tableau II calculées sur la deuxième formule. La dernière colonne du tableau IV donne la différence entre les écarts de Genève et ceux du Grand Saint-Bernard, écarts correspondant aux températures calculées d'après cette même formule.

Comme je le disais au début, 1915 a été moins froid, dans l'ensemble, à Genève, que 1914. La température moyenne annuelle est même un peu supérieure à la normale (9°,35) tandis que 1914 était un peu plus froide. L'année civile est encore un peu plus chaude que l'année météorologique, à cause du très chaud mois de décembre 1915, plus chaud que celui de 1914, qui était déjà sensiblement trop chaud. La différence entre les deux années consécutives vient partiellement de ce que 1914 a eu un janvier froid et 1915 un janvier chaud. Pour les autres mois il y a analogie pour juillet, août et obtobre, tous froids ; divergence pour février, mars, avril et septembre trop chauds en 1914 et trop froids en 1915; puis divergence encore pour

mai et juin, trop froids en 1914 et trop chauds en 1915, ce qui a amené un beaucoup meilleur rendement des récoltes en 1915 qu'en 1914.

Au *Grand Saint-Bernard*, la température moyenne annuelle est inférieure de — 0°,7 à la moyenne et de — 1°,1 par rapport à celle de Genève. Il y a de légères différences pour quelques mois du printemps, de l'été et de l'automne, entre les deux stations: mars et juillet ont été un peu trop chauds. Mais la différence essentielle est en hiver qui est, absolument et relativement, beaucoup plus froid à la montagne. Cela vient du fait, reconnu pour la première fois en 1886 par notre concitoyen, le P. Marc Dechevrens, que, dans un régime de dépressions, ou cyclones successifs, la diminution de la température avec la hauteur est beaucoup plus rapide que dans un régime de hautes pressions ou d'anticyclones. Or, l'hiver de 1914-1915 a été riche en basses pressions, au Saint-Bernard comme à Genève, et les anomalies thermiques sont généralement inverses aux deux stations.

L'*amplitude annuelle* est faible cette année à Genève; elle se calcule d'ailleurs sur les températures des mois de juin et de février, ce qui est anormal; elle est de 16°,67 seulement. Au Grand Saint-Bernard elle se calcule, normalement, sur les températures de juillet et de janvier; elle est de 17°,76, supérieure de plus de 2 degrés à la moyenne, tandis qu'à Genève elle est inférieure de la même quantité à la moyenne de juillet moins janvier.

2° *Température de cinq en cinq jours à Genève*

Le *tableau* V fournit les températures moyennes par *pentades* et, comme précédemment, pour l'*année civile* seule, du 1er janvier au 31 décembre 1915. A côté des températures figure l'*écart* avec les températures calculées d'après la formule déduite par Plantamour de l'étude des cinquante années de 1826 à 1875. Lorsque l'écart observé dépasse la limite de l'écart probable calculé et constitue ainsi une *anomalie*, le chiffre de l'écart est mis entre parenthèses dans le tableau.

Sur les 73 pentades de l'année, il y en a 34 qui présentent un

V. Température de 5 en 5 jours. GENÈVE, 1915.

Date		Température moyen.	Différence avec la normale	Date		Température moyen.	Différence avec la normale
		°	°			°	°
1-5	Janvier	+3.99	(+4.25)	30-4	Juillet	+15.93	(-2.35)
6-10	id.	5 72	(+6.04)	5-9	id.	21.36	(+2.82)
11-15	id.	4.43	(+4.73)	10-14	id.	18.00	-0.73
16-20	id.	+0.38	+0.58	15-19	id.	16.42	(-2.43)
21-25	id.	-0.45	-0.42	20-24	id.	18.84	-0.06
26-30	id.	-2.32	(-2.53)	25-29	id.	17.54	-1.33
31-4	Février	-1.62	-2.13	30-3	Août	16.32	(-2.45)
5-9	id.	+1.29	+0.42	4-8	id.	17.44	-1.15
10-14	id.	2.53	+1.25	9-13	id.	20.09	(+1.74)
15-19	id.	3.22	+1.48	14-18	id.	16.30	(-1.73)
20-24	id.	1.87	-0.36	19-23	id.	14.83	(-2.82)
25-1	Mars	1.25	-1.51	24-28	id.	17.53	+0.32
2-6	Mars	4.04	+0.72	29-2	Septemb.	14.58	(-2.12)
7-11	id.	1.09	(-2.81)	3-7	id.	10.80	(-5 33)
12-16	id.	4.00	-0.50	8-12	id.	12.70	(-2.82)
17-21	id.	5.23	+0.10	13-17	id.	14.80	-0.05
22-26	id.	7.75	(+1.98)	18-22	id.	14.95	+0.82
27-31	id.	4.63	(-1.80)	23-27	id.	13.81	+0.44
1-5	Avril	5.71	-1.39	28-2	Octobre	8.63	(-3 94)
6-10	id.	6.17	-1.62	3-7	id.	8.68	(-3.06)
11-15	id.	5.10	(-3.39)	8-12	id.	9 08	(-1.80)
16-20	id.	9.53	+0.34	13-17	id.	10.14	+0.14
21-25	id.	7.98	(-1.93)	18-22	id.	7.95	-1.16
26-30	id.	12.52	(+1.89)	23-27	id.	6.76	-1.45
1-5	Mai	14.99	(+3.64)	28-1	Novemb.	5.87	-1.45
6-10	id.	15.65	(+3.58)	2-6	id.	6 80	+0.36
11-15	id.	14.38	+1.60	7-11	id.	7.26	+1.69
16-20	id.	12.72	-0.77	12-16	id.	+ 4.23	-0.51
21-25	id.	17.07	(+2.90)	17-21	id.	- 0.38	(-4.33)
26-30	id.	17.48	(+2.65)	22-26	id.	+ 0.78	(-2.42)
31-4	Juin	16.45	+0 99	27-1	Décemb.	0.15	(-2.36)
5-9	id.	20.32	(+4.26)	2-6	id.	12.14	(+10.26)
10-14	id.	20.62	(+4.01)	7-11	id.	12.27	(+10.95)
15-19	id.	18.32	+1.21	12-16	id.	0 83	-0.01
20-24	id.	16.41	-1.15	17-21	id.	1.05	+0.61
25-29	id.	17.08	-0.88	22-26	id.	5.87	(+5 75)
				27-31	id.	5.11	(+5.22)

écart de température positif et 39 qui présentent un écart négatif. Les premières se rencontrent surtout dans les mois de janvier et fevrier, puis mai et juin et décembre; les autres en mars et avril, puis de juillet à novembre. Si l'on se borne aux 36 pentades dont l'écart de température dépasse la limite probable, il y a 17 écarts positifs et 19 négatifs, répartis d'ailleurs de la même façon; seulement les premiers sont un peu moins nombreux, mais plus forts, ce qui fait que l'année dépasse, en somme, d'une petite quantité la température moyenne.

La plus longue période de chaleur relative ne comprend, cette année, que six pentades, allant du 21 mai au 19 juin. La plus longue période de froid relatif a la même longueur et va du 10 juillet au 8 août.

La pentade la plus froide, absolument parlant, est la 6e, du 26 au 30 janvier, avec — 2°,32 et un écart de — 2°,53. Au point de vue relatif, la plus froide est la 50e, du 3 au 7 septembre avec 10°,80 et un écart de — 5°,33.

La pentade la plus chaude, au point de vue absolu, est la 38e, du 5 au 9 juillet, avec 21°,36 et un écart de + 2°,82. Les plus chaudes, au point de vue relatif, sont, comme en 1914, les 68e et 69e, du 2 au 11 décembre, avec 12°,14 et 12°,27 et les écarts énormes de + 10°,26 et de + 10°,95.

Les plus forts mouvements de température ont eu lieu en décembre: la plus forte hausse, de la 67e à la 68e pentade, du 1er au 2 décembre, avec + 11°,99; et la plus forte baisse, de la 69e à la 70e, du 11 au 12 décembre, avec — 11°,44.

3° *Moyennes diurnes — Anomalies*

Le *tableau VI* fournit la classification des jours de l'année, à *Genève*, suivant leur température moyenne et conformément à la terminologie introduite par Plantamour. Il n'y a eu qu'un jour très froid, et encore ne dépasse-t-il — 5° que de — 0°,06. Il n'y a eu d'ailleurs que 28 jours à température moyenne au-dessous de zéro. Il n'y a pas eu de jour très chaud, avec température dépassant 25°, pas plus qu'en 1910 et de 1912 à 1914. Le plus chaud dépasse seulement de peu 23°.

Le *tableau VII* fournit une classification analogue pour le

VI. Classement des températures diurnes. — GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Nombre de jours: très froids −15° à −10	très froids −10° à −5	froids −5° à 0	froids 0° à +5	tempérés +5° à +10	tempérés +10° à +15	chauds +15° à +20	chauds +20° à +25	très chauds +25° à +30	Jour le plus froid	Jour le plus chaud
Décembre 1914	—	—	2	16	11	2	—	—	—	− 1°.49 le 31	+ 13°.30 le 8
Janvier 1915	—	1	9	14	7	—	—	—	—	− 5.06 le 20	8.21 le 16
Février	—	—	7	18	3	—	—	—	—	− 3.36 le 5	5.50 le 18
Mars	—	—	2	11	14	1	—	—	—	− 1.73 le 10	10.19 le 24
Avril	—	—	—	7	16	7	—	—	—	+ 3.96 le 10	14.37 le 30
Mai	—	—	—	—	—	12	19	—	—	10.76 le 19	18.76 le 26
Juin	—	—	—	—	—	1	20	9	—	13.84 le 30	21.67 le 13
Juillet	—	—	—	—	—	3	22	6	—	13.91 le 1	23.10 le 7
Août	—	—	—	—	—	7	20	4	—	12.18 le 31	21.70 le 11
Septembre	—	—	—	—	4	19	7	—	—	7.99 le 30	16.76 le 15
Octobre	—	—	—	1	24	6	—	—	—	+ 3.54 le 28	11.85 le 13
Novembre	—	—	7	11	12	—	—	—	—	− 4.60 le 28	9.84 le 9
Décembre	—	—	2	12	7	10	—	—	—	− 3.79 le 15	13.77 le 6
Année météorol.	—	1	27	81	91	58	88	19	—	− 5.06 le 20 janvier	23.10 le 7 juillet
Année civile	—	1	27	77	87	66	88	19	—	id.	id.

VII. Classement des températures diurnes. — SAINT-BERNARD, 1915.

PÉRIODE	Nombre de jours dont la température est comprise entre								Jour le plus froid	Jour le plus chaud
	− 25° et − 20	− 20° et − 15	− 15° et − 10	− 10° et − 5	− 5° et 0	0° et + 5	+ 5° et + 10	+ 10° et + 15		
Décembre 1914	—	—	8	15	6	2	.	—	− 14.0° le 23	+ 0.7° le 1
Janvier 1915	—	6	15	8	2	—	—	—	− 19.9 le 19	− 2.1 le 14
Février	—	2	13	11	2	—	—	—	− 16.4 le 26	− 3.2 le 4
Mars	—	2	4	10	15	—	—	—	− 17.1 le 10	− 2.2 le 17
Avril	—	—	2	12	15	1	—	—	− 11.1 le 12	+ 1.0 le 30
Mai	—	—	—	—	1	24	6	—	− 0.6 le 19	6.6 le 25
Juin	—	—	—	—	—	15	14	1	+ 1.0 le 30	10.5 le 13
Juillet	—	—	—	—	1	7	20	3	− 0.4 le 1	10.3 le 5
Août	—	—	—	—	1	14	11	5	− 1.6 le 22	12.6 le 9
Septembre	—	—	—	—	8	13	9	—	− 4.0 le 30	9.9 le 19
Octobre	—	—	—	7	20	4	—	—	− 6.9 le 1	1.4 le 11
Novembre	—	1	8	10	10	1	—	—	− 17.0 le 27	0.4 le 8
Décembre	—	—	4	12	11	4	—	—	− 14.3 le 14	1.4 le 10
Année météorologique	—	11	50	73	81	81	60	9	−19.9 le 19 janv.	12.6 le 9 août
» civile	—	11	46	70	86	83	60	9	id.	id.

Grand Saint-Bernard. La longue série de jours dont la température moyenne diurne reste au-dessous de zéro s'étend, avec quatre interruptions très faibles d'un jour seulement, en octobre, novembre et décembre 1914, du 14 octobre 1914 au 29 avril 1915. D'autre part, la température moyenne diurne est restée constamment au-dessus de zéro du 30 avril au 2 septembre, avec exception de trois jours seulement en mai, juillet et août.

Il n'y a pas eu de jour à température extrêmement froide au Saint-Bernard, soit au-dessous de — 20°, pas plus qu'en 1914 et que les quatre années précédentes. Il faut remonter pour cela au 24 février 1909. Mais le jour le plus froid de 1915 atteint presque cette limite de — 20° et est plus froid que les jours extrêmes des cinq années antérieures.

Ces deux tableaux fournissent, en outre, pour chaque mois et pour l'année, les dates des jours les plus froids et les plus chauds. L'écart entre les températures diurnes extrêmes est seulement de 28°,16 à Genève et de 32°,5 au Saint-Bernard. Ce dernier chiffre est le même qu'en 1914.

L'anomalie résultant de ce qu'il fait plus chaud dans la station de montagne que dans celle de plaine ne s'est présentée qu'une fois dans l'année météorologique et civile, le 23 novembre, pendant un jour de brouillard dans la plaine; il a failli en être de même le 4 février, toujours par le brouillard à Genève.

4° *Températures extrêmes*

Les *tableaux VIII* et *IX* fournissent, pour les deux stations, les températures extrêmes indiquées par les thermomètres à minimum et à maximum. A *Genève*, le minimum absolu est plus bas que de 1910 à 1914, mais toujours moins bas que le minimum moyen des cinquante années de 1826 à 1875 (— 13°,3). Le maximum absolu est aussi inférieur aux maximum absolu moyen (32°,5). Grâce à ces faits, l'oscillation totale de la température, 40°,7, reste inférieure à l'oscillation moyenne (45°,8). Au *Grand Saint-Bernard*, l'oscillation extrême est de 40°,1 un peu supérieure à celles de 1910 à 1914.

VIII. Températures extrêmes. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Nombre de jours: Minimum au-dessous de 0°	Nombre de jours: Maximum au-dessous de 0°
	°		°			
Déc. 1914....	− 4.0	le 31	+ 17.8	le 7	12	—
Janvier 1915..	− 11.3	le 31	11.8	le 14	16	5
Février	− 7.8	le 27	10.8	le 18	20	1
Mars	− 4.8	le 10	18.5	le 23	14	—
Avril	− 2.0	le 13	20.8	le 30	3	—
Mai	+ 7.0	le 1	26.0	le 26	—	—
Juin....	9.2	le 30	28.7	le 9	—	—
Juillet	8.0	les 19 et 20	29.4	le 5	—	—
Août	5.5	le 31	29.0	le 11	—	—
Septembre ...	+ 2.2	le 30	22.6	le 15	—	—
Octobre	− 3.2	le 28	16.0	le 13	2	—
Novembre....	− 7 6	le 29	14.0	le 9	13	2
Décembre. ..	− 7.0	le 15	17.6	le 6	9	1
Année mét...	− 11.3	le 31 janvier	29.4	le 5 juillet	80	8
» civile..	id.		id.		77	9

IX. Températures extrêmes. SAINT-BERNARD, 1915.

PÉRIODE	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Nombre de jours: Minimum au-dessous de 0°	Nombre de jours: Maximum au-dessous de 0°
	°		°			
Déc. 1914....	− 15.8	le 23	+ 2 5	les 4 et 7	31	26
Janvier 1915..	− 23 8	le 19	− 1 0	le 14	31	31
Février	− 17.7	le 27	− 1.5	le 4	28	28
Mars	− 18.3	le 10	+ 1.4	le 17	31	28
Avril	− 15.3	le 12	5.3	le 30	30	23
Mai	− 2.0	les 4 et 20	11 3	le 25	10	—
Juin....... ..	− 0.2	le 30	15.8	le 13	1	—
Juillet	− 2.1	le 1	16.0	le 5	3	—
Août.........	− 2.6	le 31	16.3	le 9	4	—
Septembre....	− 6.8	le 30	13.2	le 19	14	4
Octobre	− 9.5	le 31	4.7	le 10	30	17
Novembre	− 19.5	le 27	3.8	le 8	30	25
Décembre	− 18.6	le 14	4.0	le 11	30	21
Année mét...	− 23 8	le 19 janvier	16.3	le 9 août	243	182
» civile..	id.		id.		242	177

Ces tableaux fournissent en outre, pour les deux stations, les nombres de *jours de gelée*, où le minimum est descendu au-dessous de zéro, et de *jours de non-dégel*, où le maximum est resté au-dessous de zéro. A Genève, ces nombres sont de nouveau bien inférieurs aux nombres moyens des 50 années de 1826 à 1875 (91 et 21).

La dernière *gelée blanche à glace* du printemps à Genève a eu lieu le 16 avril. La première gelée blanche à glace de l'automne a eu lieu dans la nuit du 27 au 28 octobre.

Au *Grand Saint-Bernard*, le petit lac près de l'hospice a été complètement dégelé le 7 juillet, un mois plus tôt qu'en 1914, et s'est congelé à nouveau le 30 octobre.

5° *Température du Rhône*

Le *tableau X* fournit les documents habituels sur la température du Rhône prise, comme antérieurement, vers midi, à la sortie du lac sous le pont des Bergues, à une profondeur d'un mètre au-dessous de la surface.

X. — Température du Rhône, 1915.

PÉRIODE	Moyenne	Écarts avec la normale	Minimum	Maximum	Différence entre la température de l'eau et celle de l'air
	°	°	°	°	°
Décembre 1914	+ 7.29	+ 0.68	6.3 les 26 et 31	8.0 les 2, 4 et 8	+ 2.66
Janvier 1915..	5.89	+ 0.78	4.5 le 30	7.0 le 2	+ 4.11
Février	4.95	- 0.01	4.5 le 2	5.5 le 16	+ 3.45
Mars	5.76	- 0.36	3.2 le 10	7.0 le 26	+ 1.32
Avril	7.83	- 0.95	6.5 1,6,8,10,12	10.5 le 30	0.00
Mai	13.17	+ 1.42	8.0 le 4	17.3 le 29	- 2.19
Juin.........	18.76	+ 3.42	13.0 le 30	22.0 le 14	+ 0.59
Juillet	15.10	- 2.99	11.5 le 14	18.5 le 6	- 2.94
Août	17.99	- 0.66	10.7 le 5	20.5 le 12	+ 0.97
Septembre ..	15.22	- 1.85	8.0 les 28 et 29	17.7 le 1	+ 2.26
Octobre	12.40	- 1.58	11.0 le 27	13.2 les 13 et 15	+ 4.39
Novembre. . .	8.19	- 1.44	5.8 le 19	11.2 le 1	+ 5.01
Décembre ..	6.83	+ 0.22	6.0 27, 30 et 31	8.0 le 11	+ 0.57
Année météor.	11.10	- 0.24	3.2 le 10 mars	22.0 le 14 juin	+ 1.64
Année civile .	11.06	- 0.28	id.	id.	+ 1.46

III. Pression atmosphérique

Genève. — Comme je l'ai déjà indiqué dans le résumé de l'année 1903, le baromètre de Fuess n° 1492/57, qui sert de baromètre normal depuis 1902, a été vérifié le 30 janvier 1904, et sa correction, par rapport au baromètre normal de l'Institut météorologique de Zurich, est de $+ 0^{mm},21$. Cette correction a été vérifiée au cours du mois de septembre 1915 et trouvée presqu'identique, de sorte qu'il n'y avait pas lieu de changer la tabelle des corrections. L'altitude du zéro de l'échelle est de $404^{m},96$, la même que pour l'ancien baromètre de Noblet, en admettant $373^{m},60$ pour la cote absolue du repère de la pierre du Niton.

Les six observations diurnes, de 7 h. du matin à 10 h. du soir, se font directement au baromètre de Fuess. Les indications pour les deux observations nocturnes de 1 h. et de 4 h. du matin, ainsi que les valeurs des minima et des maxima, sont relevées sur les diagrammes du barographe à enregistrement continu de Redier.

La moyenne des huit observations trihoraires donne la *moyenne diurne* de la pression atmosphérique. Les *moyennes mensuelles* et *annuelles* sont directement déduites de ces moyennes diurnes.

Grand Saint-Bernard. — Depuis 1904, les trois observations directes diurnes sont faites au nouveau baromètre de Fuess, n° 1570/100, installé à l'hospice le 5 octobre 1903, à côté de l'ancien baromètre de Gourdon. La correction de ce baromètre, par rapport au baromètre normal de l'Institut météorologique de Zurich, est de $+ 0^{mm},75$. Son altitude, résultant du nouveau nivellement de précision exécuté en 1906, est de $2475^{m},8$. — Les valeurs des minima et des maxima de la pression n'ont plus été relevées sur les diagrammes du barographe horaire de Hottinger, décrit dans le résumé de 1884, mais sur ceux d'un nouveau barographe de Richard, de grandeur moyenne (2^{mm} pour 1^{mm} de mercure) qui a été installé à l'Hospice au mois de novembre 1914.

1° *Moyennes générales — Variation diurne — Écarts*

Le *tableau XI* donne, pour *Genève*, les valeurs moyennes de la pression atmosphérique pour les treize mois, les saisons et l'année, météorologique et civile; il donne en outre, pour toutes ces périodes, la variation diurne exprimée par les différences entre les moyennes générales et les moyennes des huit observations trihoraires.

Le *tableau XII* fournit les indications analogues pour le *Grand Saint-Bernard*, mais la variation diurne n'est plus exprimée qu'assez incomplètement par la différence entre les moyennes générales et les moyennes des trois observations diurnes.

Le *tableau XIII* donne les résultats de la comparaison entre les moyennes mensuelles et annuelles et les valeurs normales déduites par Plantamour des années de 1836 à 1875 pour Genève et des années de 1841 à 1867 pour le Grand-Saint-Bernard.

Cette année, contrairement à ce que nous constations en 1914, la moyenne annuelle est inférieure à la normale aux deux stations, mais plus pour Genève que pour le Saint-Bernard. L'hiver, et surtout janvier, accuse des pressions très basses aux deux altitudes mais encore plus à Genève qu'au Saint-Bernard, à cause du régime persistant de dépressions barométriques successives. Il n'y a d'ailleurs que deux mois qui présentent, à Genève, une pression moyenne supérieure à la normale; il y en a cinq au Saint-Bernard. Les plus forts écarts négatifs sont donc en janvier, les écarts positifs les moins faibles sont en avril à Genève, en mai au Saint-Bernard.

Le maximum de discordance entre les deux stations, dans le sens d'une plus forte pression relative à la montagne se rencontre en mai et, dans le sens d'une plus forte pression à Genève, en octobre.

2° *Valeurs extrêmes de la pression atmosphérique*

Les *tableaux XIV* et *XV* donnent les minima et les maxima absolus pour les treize mois et pour l'année aux deux stations.

XI. Pression atmosphérique. — GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Hauteur moyenne	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Décembre 1914	725.03	+ 0.17	+ 0.11	+ 0.19	+ 0.71	- 0.22	- 0.44	- 0.28	- 0.24
Janvier 1915	720.06	- 0.01	- 0.04	+ 0.05	+ 0.44	- 0.31	- 0.40	+ 0.02	+ 0.25
Février	723.14	+ 0.22	- 0.18	- 0.09	+ 0.25	- 0.26	- 0.45	+ 0.17	+ 0.34
Mars	724.50	+ 0.19	- 0.11	+ 0.19	+ 0.39	- 0.21	- 0.57	- 0.09	+ 0.21
Avril	725.93	+ 0.23	+ 0.04	+ 0.28	+ 0.33	- 0.14	- 0.77	- 0.30	+ 0.33
Mai	725.06	+ 0.30	+ 0.14	+ 0.43	+ 0.36	- 0.22	- 0.76	- 0.45	+ 0.20
Juin	726.51	+ 0.25	+ 0.26	+ 0.51	+ 0.27	- 0.37	- 0.81	- 0.46	+ 0.32
Juillet	727.48	+ 0.12	0.00	+ 0.46	+ 0.36	- 0.21	- 0.57	- 0.39	+ 0.23
Août	727.94	+ 0.17	+ 0.02	+ 0.30	+ 0.30	- 0.26	- 0.53	- 0.29	+ 0.29
Septembre	727.63	+ 0.28	+ 0.96	+ 0.29	+ 0.55	- 0.19	- 0.71	- 0.37	+ 0.09
Octobre	726.26	+ 0.19	- 0.11	+ 0.13	+ 0.27	- 0.27	- 0.49	+ 0.01	+ 0.27
Novembre	725.24	+ 0.04	- 0.22	- 0.02	+ 0.49	- 0.32	- 0.38	+ 0.14	+ 0.27
Décembre	721.76	- 0.08	- 0.25	- 0.23	+ 0.34	- 0.37	- 0.28	+ 0.37	+ 0.50
Hiver	722.73	+ 0.12	- 0.03	+ 0.05	+ 0.47	- 0.26	- 0.43	- 0.04	+ 0.12
Printemps	725.16	+ 0.24	+ 0.02	+ 0.29	+ 0.36	- 0.19	- 0.69	- 0.28	+ 0.25
Eté	727.33	+ 0.18	+ 0.09	+ 0.43	+ 0.31	- 0.28	- 0.63	- 0.38	+ 0.28
Automne	726.37	+ 0.17	- 0.09	+ 0.14	+ 0.44	- 0.26	- 0.53	- 0.08	+ 0.21
Année météorologique	725.41	+ 0.18	0.00	+ 0.23	+ 0.40	- 0.25	- 0.58	- 0.20	+ 0.22
Année civile	725.39	+ 0.16	- 0.03	+ 0.19	+ 0 36	- 0.26	- 0.56	- 0 14	+ 0.28

XII. Pression atmosphérique. — Saint-Bernard, 1915.

PÉRIODE	Hauteur moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.
	mm.	mm.	mm.	mm.
Décembre 1914	561.22	+ 0.09	- 0.18	+ 0.09
Janvier 1915	554.12	- 0.18	- 0.16	+ 0.34
Février	557.60	- 0.25	- 0.13	+ 0 38
Mars	559.50	- 0.29	- 0.01	+ 0.30
Avril	562.04	- 0.32	- 0.06	+ 0.38
Mai	565.83	- 0.24	- 0.01	+ 0.25
Juin	568.00	- 0.18	- 0.04	+ 0.22
Juillet	568.75	- 0.38	+ 0.10	+ 0.28
Août	568.64	- 0.35	- 0.05	+ 0.40
Septembre	566.98	- 0.27	+ 0.01	+ 0.26
Octobre	563 06	- 0.31	- 0.05	+ 0.36
Novembre	560.40	- 0.25	- 0.16	+ 0.41
Décembre	561.88	- 0.22	- 0.19	+ 0.41
Hiver	557.65	- 0.11	- 0.15	+ 0.26
Printemps	562.46	- 0.29	- 0.02	+ 0.31
Eté	568.47	- 0.31	+ 0.01	+ 0.30
Automne	563.47	- 0.27	- 0.07	+ 0.34
Année météorologique .	563.04	- 0.24	- 0.06	+ 0.31
Année civile	563.10	- 0 27	- 0.06	+ 0.33

XIII. Pression atmosphérique. — Écarts, 1915.

PÉRIODE	Genève	St-Bernard	Genève—St-Bernard
	mm	mm	mm
Décembre 1914	- 2 93	- 1.10	- 1 83
Janvier 1915	- 7.31	- 6.37	- 0.94
Février	- 3.70	- 2.64	- 1.06
Mars	- 0 53	- 0 21	- 0.32
Avril	+ 1.16	+ 0.41	+ 0.75
Mai	- 0.18	+ 1.99	- 2.17
Juin	- 0.65	+ 0.89	- 1.54
Juillet	- 0.17	+ 0.27	- 0.44
Août	+ 0 28	+ 0.24	+ 0.04
Septembre	0.00	- 0.47	+ 0.47
Octobre	- 0.25	- 1.54	+ 1.29
Novembre	- 0.61	- 1.63	+ 1.02
Décembre	- 3.20	- 0.44	- 2 76
Année météorologique .	- 1.23	- 0.84	- 0.39
Année civile	- 1.25	- 0.78	- 0.47

XIV. Pressions extrêmes. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Mininimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Amplitude
	mm.		mm.		mm.
Décembre 1914 . . .	709.2	le 14	737.3	le 3	28.1
Janvier 1915	702.9	le 23	736.5	le 20	33.6
Février.	702.8	le 22	735.5	les 26 et 27	32.7
Mars.	710.0	le 28	734.6	le 5	24.6
Avril.	714.6	le 7	733.8	le 2	19.2
Mai	717.4	le 29	730.1	le 15	12.7
Juin	722.8	le 25	732.2	le 4	9.4
Juillet	718 3	le 13	733.0	le 19	14.7
Août	723.0	le 2	732.3	le 7	9.3
Septembre	713.5	le 29	736.6	les 16 et 17	23.1
Octobre	718.7	le 31	731.5	le 13	12.8
Novembre	709.5	le 12	739.1	le 21	29.6
Décembre	712.2	le 25	735.4	le 14	23.2
Année météorolog. .	702.8	le 22 février	739.1	le 21 novembre	36.3
Année civile . . .	id.		id.		36.3

XV. Pressions extrêmes. SAINT-BERNARD, 1915.

PÉRIODE	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Amplitude
	mm.		mm.		mm.
Décembre 1914 . .	549.8	le 14	571.7	le 2	21.9
Janvier 1915	539.5	le 28	569.3	le 15	29.8
Février	542.8	le 20	567.8	le 3	25.0
Mars	550.0	le 28	568.8	le 5	18.8
Avril	555.4	le 8	567.7	le 30	12.3
Mai	559.1	le 18	569.3	le 6	10.2
Juin	563 2	le 29	572.9	le 5	9.7
Juillet	562.7	le 1	575.5	le 27	12.8
Août	564.9	le 18	573.3	le 7	8.4
Septembre	554.6	le 29	576.1	le 16	21 5
Octobre	557.3	le 29	569.6	le 12	12.3
Novembre	551 5	le 13	572.5	le 21	21.0
Décembre	552.8	le 25	568.3	le 27	15.5
Année météorolog. .	539.5	le 28 janvier	576.1	le 16 septembre	36.6
Année civile . . .	id.		id.		36.6

A *Genève*, les extrêmes moyens et absolus ont les valeurs suivantes :

minimum	extrême moyen	:	705.05
»	» absolu	:	700.00 (2 II 1912)
maximum	extrême moyen	:	741.03
»	» absolu	:	748.71 (17 I 1882)

Il y a cette année, en hiver, deux minima inférieurs au minimum moyen. Mais le maximum absolu de 1915 est inférieur au maximum moyen. Il en résulte que l'amplitude annuelle totale de 1915 diffère à peine de l'amplitude moyenne ($36^{mm},0$) et est inférieure à celle de 1914.

Au *Grand Saint-Bernard*, l'amplitude annuelle dépasse un peu celle de Genève et est sensiblement plus forte qu'en 1913 et qu'en 1914, à cause du minimum de janvier.

IV. Humidité de l'air

La valeur de la *fraction de saturation* est, depuis 1901, appréciée en *pour cent*, et non plus en *millièmes*. Je n'ai conservé l'indication des dixièmes de pour cent que pour la valeur moyenne annuelle à Genève, afin de permettre la comparaison exacte avec le passé.

A *Genève*, la valeur de la fraction de saturation est, pour les six observations faites de jour, déduite des indications des deux thermomètres du psychromètre ; pour les deux observations de nuit, 1 h. et 4 h. du matin, ses valeurs sont relevées sur les diagrammes de l'hygromètre enregisteur de Richard.

Le *tableau XVI* fournit, pour les huit observations trihoraires, les valeurs moyennes de la fraction de saturation, pour les treize mois, les saisons et l'année; puis les valeurs de la *fraction de saturation moyenne* pour les mêmes périodes; enfin les minima et les maxima absolus. Lorsque le maximum correspond à la *saturation* complète, le nombre des cas de saturation est indiqué. Afin de rendre l'évaluation de ces *cas de saturation* comparable avec celle de l'ancien système des observations bihoraires, usité jusqu'en 1883, on a continué à calculer la *fréquence relative de la saturation*.

Le *tableau XVII* donne les *écarts* de la fraction de saturation

XVI. Fraction de saturation en pour cent. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Fraction moyenne	Minimum absolu	Maximum absolu	Fréquence relat. de la saturation
Décembre 1914...	84	84	84	78	67	75	82	85	80	33	100 13 fois	0.052
Janvier 1915	84	86	86	83	77	76	81	82	82	43	100 1 »	0.004
Février	86	87	86	78	68	71	81	83	80	32	100 10 »	0.045
Mars.	81	85	85	71	63	66	74	77	75	34	99	0.000
Avril	84	87	82	67	60	57	68	76	73	35	99	0.000
Mai............	87	89	82	70	62	63	72	80	76	26	99	0.000
Juin	87	89	80	65	55	61	71	80	73	31	98	0.000
Juillet	84	87	77	65	51	53	62	74	70	29	100 2 »	0.008
Août	86	89	82	65	55	51	65	77	71	28	99	0.000
Septembre.......	88	90	89	75	66	67	79	87	80	38	100 2 »	0.008
Octobre	89	89	88	76	68	70	79	87	81	47	99	0.000
Novembre	86	89	87	80	72	76	79	83	81	36	100 7 »	0.029
Décembre........	84	83	84	79	72	74	80	82	80	38	100 9 »	0.036
Hiver.	84	85	85	80	71	74	81	83	81	32	100 21 fois	0.033
Printemps.......	84	87	83	69	62	62	71	78	74	26	99	0.000
Eté.............	86	88	80	65	54	55	66	77	71	28	100 2 »	0.003
Automne.	88	89	88	77	68	71	79	86	81	36	100 9 »	0.012
Année météorol..	85	87	84	73	64	66	74	81	76.7	26	100 35 fois	0.012
» civile.....	85	87	84	73	64	65	74	81	76.7	26	100 31 »	0.011

XVII. Écarts de l'humidité. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Fraction de saturation		Fréquence relative de la saturation	
	Moyennes (1849-1875)	Écarts pour 1915	Moyennes 1849-1875	Écarts pour 1915
Décembre 1914.....	86	− 6	0.147	− 0.095
Janvier 1915.......	86	− 4	0.145	− 0.141
Février..........	82	− 2	0.096	− 0.051
Mars............	75	0	0.039	− 0.039
Avril...........	70	+ 3	0.016	− 0.016
Mai..............	70	+ 6	0.016	− 0.016
Juin.............	70	+ 3	0.010	− 0.010
Juillet..........	68	+ 2	0.006	+ 0.002
Août.............	71	0	0.009	− 0.009
Septembre.........	77	+ 3	0.025	− 0.017
Octobre	83	− 2	0.083	− 0.083
Novembre.........	83	− 2	0.067	− 0.038
Décembre.......	86	− 6	0.147	− 0.111
Hiver.............	85	− 5	0.130	− 0.097
Printemps.........	72	+ 3	0.024	− 0.024
Eté...............	69	+ 2	0.008	− 0.005
Automne..........	81	0	0.058	− 0.046
Année météorolog..	76.8	− 0.1	0.055	− 0.043
» civile.......	76.8	− 0.1	0.055	− 0.044

et de la fréquence de la saturation avec les valeurs normales des « Nouvelles études sur le climat de Genève », de Plantamour.

La fraction de saturation moyenne annuelle est très légèrement inférieure à la normale. Les mois les plus humides sont, comme toujours, ceux d'hiver et d'automne, avec faible maximum pour janvier. Mais tous ces mois d'hiver et d'automne, à l'exception de septembre, sont, relativement, trop secs, surtout les deux mois de décembre. A l'inverse, les mois du printemps et de l'été sont tous, relativement, trop humides, sauf mars et août qui sont normaux. Le mois le plus sec, absolument parlant, est juillet, comme c'est le cas en général et quoique, comme nous venons de le constater, il soit relativement trop humide. Dans l'ensemble, l'année a une fraction de saturation remarquablement constante, due à un hiver trop chaud et à un été trop froid. Les extrêmes qui, normalement, sont 68 en juillet et 86 en décembre et janvier sont, cette année, 70 en juillet et 82 en janvier.

XVIII. Fraction de saturation en pour cent.

GRAND SAINT-BERNARD, 1915.

PÉRIODE	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Fract. moy.	Min. abs.	Maximum absolu		Fréq. relat. de la satur.
Déc. 1914....	70	68	68	69	10	93		0.000
Janvier 1915..	84	84	85	84	34	97		0.000
Février.	84	83	83	83	14	100	4 fois	0.048
Mars........	85	80	89	85	27	100	10 »	0.108
Avril........	86	80	89	85	29	100	3 »	0.033
Mai	85	76	90	84	28	100	3 »	0.032
Juin.........	88	79	90	86	35	99		0 000
Juillet.......	77	73	79	76	10	100	1 »	0.011
Août	80	69	90	80	16	100	3 »	0.032
Septembre ...	80	69	87	79	10	100	5 »	0 056
Octobre.	82	82	88	84	21	100	4 »	0.043
Novembre...	79	77	77	78	14	100	2 »	0.022
Décembre....	86	84	86	85	18	100	3 »	0.032
Hiver........	79	78	79	79	10	100	4 fois	0.015
Printemps....	85	79	89	84	27	100	16 »	0.058
Eté..	82	73	87	81	10	100	4 »	0.015
Automne	81	76	84	80	10	100	11 »	0.040
Année météor.	82	77	85	81	10	100	35 fois	0.032
» civile..	83	78	86	82	10	100	38 »	0.035

Il n'y a pas eu de cas de grande sécheresse de l'air de nouveau cette année. Quant à la saturation complète de l'air, elle a été beaucoup moins fréquente cette année que la précédente ; elle reste très au-dessous de la normale, comme avant 1914.

Le *tableau XVIII* fournit le résultat des observations faites au *Grand Saint-Bernard* avec l'hygromètre à cheveu d'Usteri-Reinacher.

Comme en 1914, la fraction de saturation moyenne annuelle n'est pas la même aux deux stations, mais la différence est en sens contraire : en 1915 cet élement est plus fort au Saint-Bernard qu'à Genève.

Quant à la répartition annuelle de l'humidité relative qui est toujours différente entre la station de plaine et celle de la montagne, elle l'est bien de nouveau cette année, mais d'une façon moins accusée que d'ordinaire. Le minimum est bien en décembre 1914 au Saint-Bernard (69 %), mais on trouve des

chiffres très voisins du maximum en décembre 1915, comme en janvier et février. Quant au maximum absolu, on le constate bien en juin (86 %) ce qui est normal, mais il y a, comme à Genève, moins de différence que d'ordinaire entre les extrêmes.

Les cas de saturation complète de l'air sont de nouveau rares, cette année, au Saint-Bernard, mais cependant moins rares qu'en 1914. Quant aux cas de grande sécheresse de l'air, ils sont moins fréquents que l'année dernière, ce qui ne doit pas étonner pour une année aussi humide que 1915.

(A suivre.)

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE CHIMIE DE GENÈVE

Séance du 11 mai 1916

A. Bach. Réactions de la peroxydase purifiée. — L. Krall. Les ferments en tannerie. — R. C. Sabot. Méthode de détermination de la radio-activité des minéraux. — A. Pictet et P. Stehelin. Synthèses de bases pyridiques.

M. A. Bach parle des *réactions de la peroxydase* de l'extrait de raifort purifié par ultrafiltration ; ces réactions sont très différentes de celles de l'extrait brut, ce qu'il faut attribuer au fait que l'ultrafiltration éloigne des cristalloïdes de nature acide. L'extrait purifié donne avec l'orcine et avec la benzidine une coloration brun rouge, avec l'aniline une coloration brun jaune, avec la p-phénylène-diamine une coloration rouge ; il est sans action sur la diméthylaniline et la diéthylaniline ; dans les mêmes conditions, l'extrait non purifié colore l'aniline en violet, la benzidine en bleu foncé, la p-phénylène-diamine en violet foncé puis en jaune brun, la diméthyl et la diéthylaniline successivement en jaune, brun, vert et violet ; il ne donne pas de coloration avec l'orcine.

L'extrait ultrafiltré oxyde l'o-crésol et la saligénine en présence de peroxyde d'hydrogène ; il y a formation d'une masse résineuse brune, qui est insoluble dans l'eau, peu soluble dans l'éther et facilement soluble dans l'alcool. L'aldéhyde salicylique n'est pas attaquée par le système oxydant, sauf après addition de phosphate dialcalin ; l'acide salicylique n'est oxydé en aucun cas.

M. L. Krall donne un aperçu de *l'emploi des ferments dans la tannerie*. Cet emploi trouve sa place dans les opérations de nettoyage qui précèdent le tannage proprement dit et qui ont pour but de débarrasser la peau de certaines substances nuisibles à la formation d'un bon cuir. Ces opérations sont plus ou moins compliquées suivant la sorte de cuir que l'on veut obtenir. Dans cer-

tains cas il faut avoir recours à l'action de ferments protéolytiques. Jusqu'à ces dernières années, on se servait exclusivement pour cela des excréments de chiens. Leur action a été étudiée en 1894 par Dood, qui reconnut qu'elle était due au pouvoir à la fois déchaulant et protéolytique qu'ils possèdent. L'auteur passe en revue les différents succédanés qui ont été proposés, ainsi que les essais que l'on a faits pour rendre l'emploi de la fiente plus rationnel.

M. R.-C. Sabot décrit une *nouvelle méthode de détermination de la radio-activité des minéraux*. Au cours d'une étude cristallographique et optique de minéraux des pegmatites de Madagascar, il a eu l'occasion d'examiner plusieurs minéraux radio-actifs : monazite, columbite, euxénite, ampagabéite, ilménite. Pour obtenir des mesures exactes des impressions photographiques, il a placé dans des godets identiques, entourés de feuilles de plomb, des prises de 2 gr. des poudres de chacun de ces minéraux; ces poudres étaient rigoureusement du même grain. Une même plaque photographique, très sensible, divisée en fragments de 3 $\times$ 3 cm. a été impressionnée par les faisceaux de rayons actifs émis par ces poudres. Les fragments de plaque, exposés pendant des temps variés, ont été développés simultanément, et ont fourni des images d'intensités diverses, qui ont été mesurées au photomètre de Lummer. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux que fournissent, dans les mêmes conditions, la carnotite du Colorado et la pechblende de Joachimstal. Plusieurs prises de ce dernier minéral ont servi aussi à déterminer la courbe établissant la relation qui existe entre l'intensité de l'image et la durée d'exposition. Cette courbe a permis de calculer la durée d'exposition de la pechblende donnant une image d'intensité égale à celle fournie par les autres minéraux ; on a pu établir ainsi la puissance radio-active de chacun d'eux, et on a trouvé que ces valeurs, qui concordent du reste avec celles que fournit le procédé à l'électroscope, sont plus élevées que ne le veut la composition chimique. Le rapport : $\frac{\text{activité par gramme d'uranium dans le minéral}}{\text{activité par gramme d'uranium dans } UO_2}$, que Mme Curie avait trouvé égal à 4,6-4,7 atteint 7,53 pour l'ampangabéite. Cette forte augmentation rend impossible le dosage photométrique des éléments radio-actifs. Elle peut être attribuée à une concentration sur place des éléments actifs, car chez l'euxénite, qui est déjà légèrement décomposée, le rapport est de 5,73, et chez l'ampangabéite, qui n'est autre chose qu'une euxénite très hydratée, il atteint 7,53. Il semble logique, lorsque l'on considère ces chiffres, de supposer que l'euxénite absolument fraîche fournirait un chiffre voisin de 4,7. Cet enrichissement en éléments radio-actifs peut être expliqué,

soit par une absorption de solutions radifères par la masse poreuse, soit par une décomposition de l'euxénite en présence d'eau contenant en dissolution des sels capables d'insolubiliser le radium et le mésothorium.

M. le prof. A. Pictet a observé, en collaboration avec M. P. Stehelin, quelques cas de *formation de bases pyridiques* par condensation de cétones et d'amides. On sait que l'acétone, soumise à l'action déshydratante de l'acide sulfurique, se convertit en mésitylène. Il était donc probable qu'en remplaçant, dans cette réaction, une partie de l'acétone par de l'acétamide on obtiendrait la *triméthylpyridine symétrique :*

$$\begin{array}{ccc} & CH_3 & \\ CH_3 & CO-CH_3 & \\ CH_3-CO & NH_2-CO-CH_3 & \end{array} = \begin{array}{c} CH_3 \\ HC=C-CH \\ CH_3-C=N-C-CH_3 \end{array} + 3H_2O\ .$$

L'expérience a montré que cette condensation ne peut être réalisée à l'aide de déshydratants (H_2SO_4, P_2O_5, $ZnCl_2$), car ceux-ci exercent tout d'abord leur action sur l'amide et la transforment en nitrile ; mais on arrive au résultat voulu par l'emploi de la chaleur seule. En chauffant à 250°, en tubes scellés, un mélange d'acétamide (1 mol.) et d'acétone (2 mol.), les auteurs ont obtenu, quoique avec un rendement très faible (2-3 %), une base de formule $C_8H_{11}N$, qu'ils ont trouvée identique à la triméthylpyridine symétrique de Hantzsch.

Par une réaction toute semblable, la benzamide et l'acétophénone, chauffées ensemble à 275°, leur ont fourni la *triphénylpyridine.* Ici, le rendement est un peu meilleur (9 %).

Une synthèse analogue de la pyridine, par condensation de la formamide et de l'aldéhyde acétique, n'a pu être effectuée, à cause du peu de stabilité de la formamide, qui se décompose avant de se condenser. En revanche, MM. Pictet et Stehelin ont obtenu une petite quantité d' *α-picoline* en faisant réagir, à la température de 280°, la paraldéhyde sur l'acétamide.

Séance du 8 juin

E. Noelting. Colorants renfermant de l'arsenic. — S. Posternak. Nouveaux isomères de l'acide stéarolique. — W. Merki et S. Reich. Acide dichloro-azo-benzoïque. — T. Challet. Nouveaux réfrigérants.

M. le prof. E. Noelting fait une communication sur les *matières colorantes organiques renfermant de l'arsenic.* Les colorants dérivant de l'*acide p-amino-phénylarsinique* (1) sont

analogues par leurs nuances à ceux qui dérivent de l'acide sulfanilique (II) et de l'acide p-aminobenzoïque (III)

$H_2N-C_6H_4-As{=}O(OH)_2$ (I) $H_2N-C_6H_4-SO_2OH$ (II) $H_2N-C_6H_4-CO\,OH$ (III)

Mais ils s'en distinguent par leur faculté de tirer sur mordants, qui est plus grande que celle des dérivés de l'acide aminobenzoïque, et que les dérivés de l'acide sulfanilique ne possédent pas du tout. Cette faculté est particulièrement prononcée chez le composé que l'acide p-amino-phénylarsinique forme avec l'acide naphtolsulfonique 2.6

$HO_3S-C_{10}H_5(OH)-N{=}N-C_6H_4-AsO(OH)_2$

Les colorants en question se fixent, en tons orangés, non seulement sur les mordants usuels (Al, Cr, Fe) mais aussi sur Ti, Zr, Th, Y, Be, Sn, Bi (pas sur Co, Ni, Cu, Zn, Cd, Mn, Pb, Sb).

Etant donné qu'on ne manque pas de colorants orangés pour mordants, ceux de l'acide p-amino-phénylarsinique ne semblent pas être appelés à une application industrielle, étant assez coûteux et peut-être vénéneux.

L'acide phosphoré correspondant, $NH_2-C_6H_4-PO(OH)_2$, qui a été préparé par Michaelis, se comporterait certainement d'une manière analogue ; mais M. Noelting ne l'a pas encore examiné à ce point de vue.

M. S. Posternak a préparé quelques *nouveaux isomères de l'acide stéarolique*. Des 16 acides isomériques théoriquement possibles de la formule $C_{18}H_{32}O_2$, avec chaîne normale et triple liaison, on ne connaît jusqu'ici que les 4 suivants :

$T_{9,10}$ (Overbeck 1866) ;
$T_{6,7}$ (acide taririque, Arnaud 1900) ;
$T_{10,11}$, $T_{8,9}$ } (Arnaud et Posternak 1910).

En fixant 2 mol. d'acide iodhydrique sur l'acide taririque, et en faisant agir la potasse alcoolique sur le produit, M. Posternak a obtenu un mélange des acides $T_{7,8}$, $T_{6,7}$ et $T_{5,6}$, qu'il a réussi à séparer.

L'acide $T_{7,8}$ cristallise dans l'alcool en longs prismes transparents, ressemblant à l'acide d'Overbeck et fondant à 49,25°. Son

dérivé diiodé (acide diiodo-élaïdique 7,8) est en paillettes fusibles à 68,25°. L'acide élaïdique 7,8 cristallise dans l'éther en aiguilles fusibles à 96,5°. L'acide stéaroxylique 7,8 forme des paillettes jaunâtres et fond à 86,5° ; de son produit d'oxydation par l'acide nitrique fumant on a pu isoler l'acide pimélique.

L'acide $T_{5,6}$ se présente sous la forme de paillettes nacrées ; son point de fusion est situé à 52.5°. L'acide diiodo-élaïdique 5,6 se dépose de sa solution alcoolique en fines aiguilles fusibles à 52°. L'acide élaïdique 5,6 fond à 47,5°. L'acide dioxystéarique 5,6 cristallise dans l'éther en aiguilles fusibles à 94°. L'acide stéaroxylique 5,6 est en paillettes jaunâtres, point de fus. 94° ; de son produit d'oxydation au moyen de l'acide nitrique fumant on a pu retirer l'acide tridécylcarbonique.

M. W. Merki communique les observations qu'il a faites, en collaboration avec M. S. Reich, sur un mode de formation de l'*acide dichloro-azo-benzoïque*. Voulant préparer l'acide 2-chloro-6-nitro-amygdalique, les auteurs ont fait agir l'acide cyanhydrique sur l'aldéhyde 2-chloro-6-nitrobenzoïque (I), puis ils ont saponifié le produit au moyen de l'acide chlorhydrique concentré. Chose curieuse, ils n'ont pas obtenu l'acide cherché, mais bien l'*acide dichloro-azobenzoïque* (II) :

Cl, CHO, NO_2 — I

Cl, COOH, HOOC, Cl, —N=N— — II

La constitution de ce dernier acide est prouvée par le fait que sa distillation avec la chaux fournit le m-dichloro-azobenzène.

Lorsqu'on le réduit, il subit une cyclisation avec départ de 2 mol. d'eau ; on obtient le composé III, qui est insoluble dans les acides et dans les alcalis, et sublime en belles paillettes jaune pâle :

Cl, COOH, —N=N—, HOOC—, Cl — II → Cl, COOH, —NH—NH—, HOOC—, Cl →

Cl, CO, —N—N—, CO, Cl — III

Lorsqu'on soumet l'éther diéthylique de l'acide II à la réduction au moyen de l'hydrogène et du palladium, on obtient le dérivé hydrazoïque

Cl
$-COOC_2H_5$ C_2H_5OOC-
—NH — NH—
Cl

que l'acide chlorhydrique convertit aussi dans le composé III.

M. T. Challet présente deux *nouveaux réfrigérants* qui possèdent les avantages suivants : grand pouvoir réfrigérant, petites dimensions, facilité de manutention, fragilité minime aux endroits des soudures.

A. P.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 3 mai 1916

Mme C. Biéler-Butticaz. Conductibilité thermique de quelques matériaux de construction. — Frédéric Jaccard. Contribution à l'étude des cônes d'éboulis dûs aux avalanches.

Mme C. Biéler-Butticaz. — *Conductibilité thermique de quelques matériaux de construction.*

C'est sous la direction de M. *Constant Dutoit* que Mme *C. Biéler-Butticaz* a déterminé quelques nouveaux coefficients de conductibilité thermique utilisables dans l'art de l'ingénieur.

Si l'on admet comme unité la transmission de la chaleur à travers la tuile, celle à travers l'ardoise est de 1,3 ; pour l'éternit 1,8 ; pour le carton goudronné usagé pendant 5 ans *2,14*, pour les épaisseurs auxquelles sont livrées ces matières dans le commerce. La transmission à travers deux papiers d'emballage belge, superposés, est de 5 ; à travers une tôle de fer usagée d'un millimètre d'épaisseur, de 2,45.

En admettant les coefficients contenus pour la tuile et l'ardoise, soit 150 unités C. G. S. 10^{-5} et 81, nous déterminons celui de l'éternit à 70,6, soit 10^{-5} calories-grammes traversant perpendiculairement, en une seconde, 1 cm^2 d'une lame d'un centimètre d'épaisseur, dont les températures des faces diffèrent d'un degré centigrade.

On sait que les lois de l'échauffement ou du refroidissement sont les mêmes.

Des essais sur le gazon ont montré qu'une couche minime de 2,2 cm. environ de gazon court avec ses racines sans terre, réduit déjà la transmission de chaleur ou de froid de *26* %. Cela montre l'intérêt qu'il y a à ce que la terre soit couverte d'herbe pour conserver sa chaleur interne.

Des essais ont aussi été faits avec divers bétons armés en pla-

ques d'environ 2,5 cm. d'épaisseur, contenant 0,6 % de leur section de fer. Du béton ordinaire, fait avec du sable lavé et du très petit gravier (ce qui le rend plus isolant que du gros gravier), nous a donné, à l'état très sec, un coefficient de conductibilité thermique C. G. S. 10^{-5} de 165. Des bétons contenant des morceaux de verre de bouteille, ou de la sciure, ou des morceaux de liège, le tout soigneusement dosé, nous ont montré que le béton au liège, de même épaisseur que l'ordinaire, réduit la transmission de 20 % au moins, c'est le plus isolant, ensuite vient le béton contenant de la sciure et ensuite celui au verre. Ce dernier est plus résistant que les deux précédents.

Une plaque de béton ordinaire de double épaisseur a laissé passer exactement la moitié de la chaleur de la simple épaisseur.

Les expériences ont été faites à température ambiante constante dans la chambre noire de l'Institut de physique se trouvant au sous-sol du bâtiment. Cette chambre est complètement murée et sa température ne varie presque pas de toute l'année.

Plusieurs appareils ont été essayés. Celui qui a donné les meilleurs résultats, fut une espèce de calorimètre en tôle étamée. La première enceinte, intérieure, hermétiquement close, contenant de l'air dont on observait les variations de température en fonction du temps au moyen de deux thermomètres fixes, donnant le dixième de degré. Cette enceinte était fermée à la partie supérieure par la plaque de matière à étudier, isolée par une grosse rondelle de feutre. Cette enceinte en tôle étamée polie était placée dans un vase cylindrique contenant de l'air. Tous les supports de l'appareil étaient fait en liège et fixés avec de la cire à cacheter. Un troisième vase cylindrique envoloppait le tout et contenait de la terre légère d'infusoire. L'appareil était encore placé dans une caisse en bois doublée de papiers d'emballage.

Tous les corps à observer étaient placées sur le dessus comme dans les toitures.

Une cuve isolée par un disque en feutre, à température constante, contenait de la neige fondante pour observer les refroidissements, ou de l'eau à 50° pour les échauffements. Cette cuve était placée au-dessus de la matière en observation.

Les équations des courbes correspondant aux observations ont été calculées. Ce sont des exponentielles. En comparant leurs tangentes à ordonnées égales, on trouve les rapports des transmissions de chaleur et les coefficients cherchés.

Mme Biéler montre divers graphiques, entre autres un donnant la profondeur de pénétration de la chaleur dans un sol de terre végétale en fonction du temps, et un autre montrant directement les transmissions de chaleur à travers diverses épaisseurs de murs de pierre ou de brique.

M. Frédéric Jaccard présente une *contribution à l'étude des cônes d'éboulis dûs aux avalanches.*

Dans un travail fort documenté intitulé : « Contribution à l'étude des cônes de déjection dans la vallée du Rhône », paru en 1911 *(Bull. Soc. vaud. S. N.*, vol. XLVII, nº 173, p. 215-330) M. Horwitz a décrit entre autres les cônes de déjection de la vallée de Conches (Haut-Valais).

Parmi ces cônes, il en est qui se trouvent dans le tronçon Längisbach-Münsterfeld et que M. Horwitz désigne sous le nom de cônes de déjections de deuxième ordre *(loc. cit.*, p. 223) qui, ce qui est important, se distingue par un état d'extinction, correspondant tout à fait à celui de leurs vallons.

Rappelons ici que M. Horwitz définit un cône éteint : un cône mort, — son volume reste le même (culture) (cf. *loc. cit.*, p. 218).

Pour expliquer la formation de ces cônes de déjections dits éteints. M. Horwitz tient compte *(loc. cit.*, p. 225) de la constitution pétrographique du versant ; de phénomènes de capture. Ces captures, dit-il (p. 226, *loc. cit.)*, concordantes à un changement de climat, qui aussitôt après la disparition du glacier était probablement plus humide que maintenant, expliquent pourquoi les vallons et les cônes de deuxième ordre se sont éteints. Or il est évident que la future évolution de ce tronçon entraînera d'une part la disparition des vallons éteints, grâce aux phénomènes éluviaux qui ont lieu sur les versants ; d'autre part, leurs cônes finiront par disparaître sous l'alluvion croissante de la plaine, ou seront détruits par les fleuves, puisqu'ils ne sont pas nourris. Ainsi le grand nombre de cônes dans la haute vallée de Conches s'expliquent essentiellement par le temps relativement court qui s'est écoulé depuis que le glacier l'a abandonné. M. Horwitz ajoute (même p. 226, *loc. cit.)* : « Enfin mentionnons que, dans un ordre d'idées tout différent, on pourrait attribuer la fréquence excessive des cônes (et des vallons correspondants) à l'influence des avalanches, phénomènes rencontrés ici si souvent ». M. Frédéric Jaccard ajoute : au lecteur de choisir.

Dans un séjour de trois semaines fait dans la vallée de Conches en octobre et novembre 1915, M. Jaccard a eu l'occasion de revoir ces cônes, de les étudier quelque peu et finalement il a choisi une des interprétations de M. Horwitz en la renforçant, pour certains cônes.

Pour M. Jaccard les cônes de déjection de deuxième ordre, dits éteints, de M. Horwitz, dans le tronçon Längisbach-Münsterfeld sont des *cônes vivants* (c'est-à-dire pour suivre la nomenclature de M. Horwitz, p. 218, vivant : il augmente son volume), augmentant de volume encore actuellement, et qui sont dus essentiellement aux avalanches. Les eaux de ruissellement ont pu aider partielle-

ment à leur érection. Mais on ne peut pour cela les dénommer des cônes de déjection *torrentiels*, ni vivants ni éteints. M. Jaccard les désigne sous le nom de *cônes d'éboulis dûs aux avalanches*.

Il en est de même des cônes de cirque décrits par M. Horwitz, dans le tronçon Münsterfeld-Niederwald. Il s'agit des cônes du Münsterfeld, de « auf der Gift » du Reckingenfeld, du Ritzingenfeld. M. Horwitz, en les décrivant *(loc. cit.*, p. 230), dit : « Ils sont remarquables parce qu'ils sont tout à fait éteints. Sur leur surface, il n'y a aucune trace de lit, ni d'eau, ils sont couverts par des prés, et les cailloux disséminés sur leur surface par-ci par-là, surtout dans les fonds des cirques, proviennent, selon toute probabilité, des avalanches. De même, les cirques, avec leurs vallons secondaires, sont aussi éteints ». Et en cherchant à expliquer le pourquoi de leur extinction, M. Horwitz y voit le résultat d'un phénomène de capture : (p. 231, (*loc. cit.*). « Il est probable que ces Felder et leurs cirques se sont éteints eux aussi grâce au développement des affluents latéraux des torrents environnants, etc., etc. — ainsi que d'un changement de climat » (même page 231). M. Horwitz ajoute : « La forme si singulière de ces cirques intermédiaires entre les cirques torrentiels et glaciaires, pourrait être expliquée comme représentant des cirques torrentiels, légèrement modifiés par l'action de petits glaciers (névés) qui y logeaient grâce à un avancement peu considérable de glaciation.

M. Jaccard, sans arriver à comprendre comment on peut qualifier les cirques et leurs vallons secondaires d'éteints, alors que, chaque printemps, les avalanches érodent à nouveau les dits vallons et cirques, aidés en cela, durant le cours de l'année, par les eaux de ruissellement, cherche à montrer que ces énormes cônes cirques soi-disant éteints (c'est-à-dire, suivant M. Horwitz, morts, n'augmentant pas de volume) sont au contraire tout ce qu'il y a de plus vivants, c'est-à-dire qu'ils augmentent encore actuellement de volume. Sans vouloir nier que les eaux de ruissellement n'aient aidé à l'érection de ces cônes, M. Jaccard est d'avis que c'est essentiellement l'avalanche qui en est l'auteur et qui encore actuellement continue à les alimenter.

Il cherche enfin à montrer par l'histoire de la vallée de Conches, du stade de Daun à nos jours, comment l'on pourrait expliquer la cause de l'énormité de ces cônes d'éboulis dus aux avalanches, tels que ceux de Münsterfeld, du Reckingenfeld, du Ritzingenfeld.

M. Jaccard compte revenir sur ces faits et explications en un travail plus détaillé, à paraître dans le *Bulletin* de la Société.

Séance du 17 mai

Dr J. Perriraz. Les anomalies des narcisses expliquées par les théories de la nutrition en opposition à celles de l'évolution.

Dr J. Perriraz. — *Les anomalies des narcisses expliquées par les théories de la nutrition en opposition à celles de l'évolution.*

Dans les conclusions d'un travail paru dans le *Bulletin* de la Société vaudoise, nous arrivions à prévoir l'influence prépondérante de la nutrition dans les phénomènes de tératologie ; une supposition qui semblait plausible aussi, était que le Narcisse des régions de Blonay, Saint-Légier, les Pléiades avait une origine hybride, dépendant peut-être du narcisse biflore et du Narcisse des poètes.

Les recherches nouvelles semblent prouver que cette supposition est peu fondée et que l'origine de cette espèce est plus complexe. Appliquant aux narcisses la loi de Mendel, nous aurions dû retrouver au bout de quelques générations des types définis d'où proviennent les plantes du type *Narcissus angustifolius ;* ce n'a pas encore été le cas; les semis n'ont montré pour le moment aucune tendance de retour à l'un des types supposés. Nous constatons que les premières fleurs sont plus attrayantes que celles qui s'épanouissent les années suivantes, les pétales des vieux plants étant plus allongés, plus tordus.

Par des transplantations nous pouvons, en choisissant les terrains, arriver à produire avec une certitude relativement grande telle ou telle anomalie. L'humidité, la porosité, l'acidité du sol semblent jouer un rôle prépondérant, mais il est évident qu'à côté de ces trois facteurs principaux la teneur en sels minéraux contenus dans des engrais par exemple, joue un rôle qu'il est facile de prévoir. Nous reviendrons plus tard sur ces phénomènes.

Séance du 7 juin

H. Blanc. Présentétion d'un cadre contenant des Héxacoralliaires de la faune abyssale de l'Atlantique. — L. Horwitz. Sur quelques dépôts quaternaires dans la vallée de Conches.

M. le prof. H. Blanc présente à l'assemblée un *cadre contenant des Hexacoralliaires de la faune abyssale de l'Atlantique* dragués par les naturalistes français du « Talisman », en 1883. Ces intéressants spécimens, aux formes régulières et élégantes, le musée les doit à l'obligeance de MM. les prof. Joubin et Gravier,

du Muséum d'histoire naturelle de Paris, qui ont bien voulu les offrir en échange de quelques Bryozoaires d'eau douce provenant des lacs Léman et de Joux. Ils représentent quatre genres différents, ce sont : Un *Stephanotrocus diadema*, dragué à 1805 mètres, aux Açores; un *Caryophyllia clavus*, dragué à 2165 mètres, au large du Maroc; un *Flabellum alobastrum*, dragué à 1450 mètres, au sud de la Nouvelle-Ecosse et un *Deltocyathus italicus*, dragué à 910 mètres, aux Açores. Comparant ces formes de Coralliaires abyssaux avec des formes fossiles tertiaires que M. Lador, préparateur, a bien voulu monter pour la séance, M. Blanc fait ressortir la grande ressemblance qui existe entre les formes actuelles de Coralliaires et celles qui sont fossilisées et il donne quelques renseignements sur la distribution géographique de ces polypes qui, pour certaines espèces, est très étendue. Le *Deltocyathus italicus* des Açores, qui a été dragué aux Açores, l'a été aussi aux Bermudes et la même espèce se rencontre à l'état fossile dans les terrains pliocènes du sud de l'Italie.

L. Horwitz. — *Sur quelques dépôts quaternaires dans la vallée de Conches.*

Dans une communication, parue récemment ([1]), M. Jaccard émet l'opinion que dans mon travail, « Sur les cônes de déjection dans la vallée du Rhône » ([2]) j'ai expliqué d'une manière peu satisfaisante la genèse de quelques cônes dans la vallée de Conches et que, par conséquence, je les ai baptisés de noms impropres.

A cette communication j'oppose les remarques suivantes :

1. Pour la genèse d'un certain nombre de cônes dans le tronçon Längisbach-Münsterfeld, j'ai donné deux explications comme également possibles. M. Jaccard accepte seulement une de ces explications. Mais il ne dit pas *pourquoi* il rejette l'autre. Et pourtant c'est essentiel.

2. De même pour les grands cônes de cirque du tronçon suivant, Münsterfeld-Niederwald, cet auteur n'admet pas mon explication, sans toutefois en donner les raisons. Il pense que la plus grande partie de ces cônes a été formée par les avalanches. Cette idée se heurte cependant au fait que les cirques dont dépendent les cônes en question, ont tous les caractères des cirques *torrentiels*. Sans vouloir nier les apports d'avalanches, j'admis donc pour la formation de ces cônes comme facteur principal, l'action torrentielle, aujourd'hui éteinte ([3]).

[1]) Procès-verbaux, n° 8 (1916, p. 3-5).

[2]) *Bull. Soc. vaud. Sc. natur.*, vol. 47, n° 173, p. 215-330.

[3]) Une opinion semblable, quant à la genèse de ces cônes, a été émise par deux auteurs: M. Biermann, dans sa *Vallée de Conches en Valais*

3. M. Jaccard combat mon opinion : que les cônes en question sont éteints ; il les trouve au contraire vivants puisqu'ils augmentent leur volume actuellement. Il cite ma définition des cônes vivants et éteints, cependant, il oublie d'ajouter l'adjonction suivante, faite par moi : « Quelquefois la distinction devient assez difficile, parce que presque tous les cônes s'agrandissent par saccades, à la suite des crues extraordinaires qui arrivent de temps en temps »... Ensuite, les cônes se trouvant dans une dépression (vallée), il y a toujours un apport plus ou moins abondant du matériel de la montagne aux cônes. Donc, si on se plaçait à un point de vue exclusif et absolu, M. Jaccard aurait raison, les cônes en question seraient vivants, mais en même temps la notion des cônes éteints serait superflue, *tous* les cônes deviendraient vivants.

Cependant, on observe facilement qu'il y a des cônes qui augmentent leur volume beaucoup plus vite que les autres. Les exemples abondent dans la vallée du Rhône. Les cônes en question de la vallée de Conches augmentent leur volume si lentement qu'il s'ensuit un aspect *morphologique* tout différent (végétation !)[1]. — Ces cônes sont éteints encore à un autre point de vue, le facteur qui les a érigés — l'eau courante — a cessé son activité. (La notion des cônes éteints est déjà ancienne dans la littérature, v. par ex. Nussbaum, l. c., p. 91.)

4. M. Jaccard désigne les cônes en discussion : cônes d'éboulis dûs aux avalanches. Cette débaptisation n'est pas heureuse, puisque ces cônes ne ressemblent point aux cônes d'éboulis indiscutables. Par contre, il est souvent très difficile, même impossible, de les distinguer des cônes de déjection torrentiels avoisinants (par exemple les deux cônes qui surmontent immédiatement le village de Oberwald). De même la pente de ces cônes est celle des cônes de déjection, tandis que la pente des cônes d'éboulis est beaucoup plus grande[2]. D'un autre côté, les cônes créés par l'eau courante et ceux créés par l'avalanche, sont évidemment étroitement apparentés (vehicule aqueux !), ce qui met en lumière la classification de M. Stiny (« Die Muren », p. 2). — Dans le livre de M. Jaccard, *Notions sur la géographie physique,* la fig. 16 représente un

(p. 23), — et M. Nussbaum dans son livre bien connu *Die Täler der Schweizeralpen* (p. 85), — opinion particulièrement importante vu la connaissance approfondie du premier de ces auteurs du phénomène des avalanches dans la région en question.

[1]) Le cône de Münsterfeld, par exemple, est si peu vivant (M. Jaccard l'appelle « tout ce qu'il y a de plus vivant »), que d'après M. Biermann (l. c., p. 64) : «...Münster est fort prospère. L'étendue de son cône est cause de sa richesse. »

[2]) Piowowar, *Ueber Maximalböschungen trockener Schuttkegel u. Schutthalden.*

cône d'éboulis vivant dans la région de la Gummfluh. Ce cône n'a aucune ressemblance avec le cône de Münsterfeld (vallée de Conches, fig. 96), qui serait, d'après la terminologie de M. Jaccard, aussi un cône d'éboulis dû aux avalanches, «tout ce qu'il y a de plus vivant».

5. M. Jaccard affaiblit sa notion des cônes d'éboulis dûs aux avalanches, puisqu'à deux reprises il admet que les eaux de ruissellement ont aidé à ériger ces cônes. Dans notre cas, les eaux de ruissellement ne sont autre chose que les eaux courantes, torrentielles, puisqu'elles coulent dans un vallon bien déterminé, dans quelques cas même dans un cirque où la pente est rapide ; de l'autre côté elles charrient du matériel. Si donc, d'après M. Jaccard, les cônes sont d'origine mixte (avalanche, eau courante), on se demande pourquoi cet auteur préfère quand même un de ces facteurs, soit pour la genèse soit pour la nomenclature.

Dans la dernière phrase de sa note, M. Jaccard laisse comprendre que, d'après lui, les cônes de cirque de la vallée de Conches sont aussi énormes parce qu'ils se sont formés dans les conditions particulièrement favorables, encore pendant le stade de Daun de retrait du glacier. Cette conception se rapproche singulièrement de la mienne, concernant le même sujet, mais met M. Jaccard en contradiction avec lui-même. Si la plus grande masse de ces cônes s'est formée dans les temps reculés, cela veut dire que maintenant ils augmentent leur volume très lentement, ils sont en quelque sorte éteints, quelques lignes plus haut M. Jaccard désignait ces mêmes cônes comme étant « tout ce qu'il y a de plus vivants ».

M. Frédéric Jaccard se contente de faire la remarque que M. Horwitz s'attaque à un simple résumé de procès-verbaux, dans lequel il manque nécessairement bien des détails pour être à la hauteur de la « Science » des cônes de déjections ou d'éboulis. Il se permet de féliciter M. Horwitz pour le ton si aimable et si cordial de son travail, mais il ne se donnera pas la peine de prolonger la discussion. Il laisse à d'autres, plus autorisés, de décider dans l'avenir lequel des deux auteurs a raison.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

Prof. Sen. Augusto Righi. — Sulla fase iniziale della scarica in campo magnetico. Memoria letta alla R. Acc. delle Scienze dell'Istituto di Bologna, nella sessione del 12 marzo 1916; estratta dalla serie VIII, t. III, 1915-16 delle Memorie. Tip. Gamberini e Parmeggiani, Bologna 1916.

Pour résumer cet in-4° de 22 pages, illustré par 11 figures, nous croyons utile de suivre scrupuleusement l'ordre établi par l'A. avec les titres qu'il a choisis. Le chapitre I *Expériences antérieures et méthodes adoptées*, comprend six paragraphes. Dans le § 1 *Origine des recherches*, l'A. déclare que l'étude de l'action exercée par le champ magnétique sur le mouvement des ions et des électrons fournit de plus en plus de nouvelles confirmations aux théories sur les structures atomiques et l'ionisation, développées par les physiciens en ces dernières années. Ses précédentes expériences sur les *rayons magnétiques*, sur les *rotations ionomagnétiques*, et les plus récentes qui ont montré les effets produits par le champ magnétique sur les ions électrolytiques, font voir que leur distribution en est modifiée. En plusieurs cas les ions possèdent en plus du mouvement thermique un mouvement dû à l'existence de la décharge électrique, de façon que l'action du champ se manifeste par des modifications de la décharge même, modifications qui ont trait à son initiation. Dans le § 2 *Mes résultats antécédents*, l'A. donne des indications très utiles tirées de ses recherches antérieures sur les influences dues à la longueur des tubes à air raréfié, à la distance des électrodes, à leur direction, à leur forme. La brièveté forcée de ce résumé nous empêche de parler des § 3 *Méthode suivie dans les mesures*, et § 4 *Disposition des appareils*, pourtant nous voulons noter l'avertissement qu'il donne en ce dernier sur la nécessité du plus rigoureux isolement des appareils si l'on veut éviter diverses causes d'erreur. Un dessin schématique montre le dispositif adopté, lequel est complété par la fig. 2 du § 5 *Substitution de l'électromètre au galvanomètre*, à propos de cette substitution l'A. dit que comme la durée du passage du courant dans le tube de décharge est ici toujours très courte, l'emploi de l'électroscope offre, sur la méthode usuelle,

l'avantage que l'ionisation résiduelle dans le tube est très faible et disparaît relativement vite. Et l'inconvénient de cette ionisation résiduelle, qui tend à faire paraître moins élevé le potentiel de décharge, est étudié dans le § 6 *Conduite des expériences.*

Le chapitre II *Considérations théoriques*, comprend le § 7 *Explications proposées,* et le § 8 *Magnétoionisation.* Cette hypothèse que l'A. a présentée il y a cinq ans (C. R. 30 janvier 1911) pour expliquer divers phénomènes qu'il avait constatés, lui sert à présent pour définir ce deuxième mode d'action du champ magnétique ; elle indique une condition de choses créée par le champ et qui tend à favoriser l'ionisation par choc. L'effet produit par la collision d'un électron libre sera vraisemblablement différent suivant la direction de son mouvement (qui sera celle du champ électrique), et il paraît probable que lorsque l'électron heurtant se meut dans le plan de l'orbite, la perturbation produite dans l'atome doit être plus profonde que lorsque l'électron arrive en direction perpendiculaire au plan de l'orbite même. L'efficacité de la collision pour déterminer l'ionisation doit en être différemment influencée.

Dans le chapitre III *Nouvelles expériences,* l'A. décrit dans le § 9 *Expériences avec des tubes ayant des électrodes très éloignées,* les modifications aux dispositifs de ses expériences précédentes, il adopte des tubes très longs traversant axialement l'électroaimant qui peut être déplacé de façon à produire son action maxima soit au centre du tube, soit plus près de l'une ou de l'autre électrode. Au § 10 *Influence de la direction du champ magnétique relativement à celle du champ électrique,* l'A. donne une description très claire qui montre avec quelle maestria il procède pour éliminer toutes les anomalies et les causes d'erreur. Les résultats qu'il obtient l'amènent à conclure qu'il ne peut rester aucun doute sur la nécessité d'admettre l'existence d'une action spéciale du champ magnétique tendant à favoriser l'initiation de la décharge. Et il ajoute qu'à son avis cette action spéciale est précisément la magnétoionisation. Les § 11 *Cas des tubes à électrodes cylindriques coaxiales,* et § 12 *Cas où le champ est dirigé perpendiculairement à l'axe des électrodes,* contiennent trois tableaux avec les diagrammes respectifs des courbes caractéristiques. De même le § 13 *Mesures de courant,* a son tableau et le diagramme où la marche des courbes est très démonstrative. Enfin dans le § 14 et dernier *Expériences électroscopiques,* l'A. décrit les expériences avec l'électroscope comme indicateur. Elles montrent sous une forme nouvelle les effets de plus en plus évidents qui paraissent ne pas être explicables sans l'hypothèse de la magnétoionisation.

Th. T.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

D'AOUT 1916

Les 1, 2 et 3, brise du lac dans la journée.
le 4, forte bise le soir.
5, très forte bise jusqu'à 9 h. du soir.
les 7, 8 et 9, brise du lac dans la journée.
le 9, orage et pluie dans la nuit.
10, orages à 12 h. 55 et 5 h. 30; pluie de 1 h. 15 à 2 h. du soir et dans la nuit.
les 11 et 12, brise du lac dans la journée.
le 13, pluie de 4 h. 05 à 5 h. 20, de 9 h. 10 à 10 h. du soir et dans la nuit.
16, pluie de 9 h. 20 à 1 h., de 9 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
17, orages à 9 h. du matin, à 12 h. 40 et 3 h. 20; pluie de 8 h. 20 à midi, de 1 h. à 5 h. 10 du soir et dans la nuit.
18, pluie de 1 h. à 2 h., de 3 h. 40 à 4 h. 20, de 6 h. 10 à 7 h. 30, de 9 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
19, pluie de 1 h. à 5 h. du soir.
les 21 et 22, brise du lac dans la journée.
le 25, pluie dans la nuit.
26, pluie de 7 h. à 9 h. 40 du matin.
27, pluie dans la nuit.
28, pluie de 7 h. à 8 h. du matin.
29, rosée le matin; nombreux éclairs dans la soirée; pluie dans la nuit.
30, pluie de 7 h. à 9 h. 10 du matin, de 8 h. 10 à 10 h. du soir et dans la nuit.

GENÈVE — AOUT 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'inso-lation	Pluie Hauteur 24 h.	Pluie Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	30.3	30.2	30.6	30.21	+ 2.29	29.8	31.0	NNE. 1	NNE. 1	NE. 0	NNE. 1	1.8	0	1	0	1	10.9	....	....
2	32.6	32.2	32.8	32.17	+ 4.24	31.0	33.3	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.0	0	1	0	1	13.4	....	....
3	33.4	32.7	31.7	**32.63**	**+ 4.69**	31.4	**33.4**	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.4	3	0	0	1	13.2	....	....
4	30.3	28.1	27.4	28.96	+ 1.01	26.8	31.6	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	8.3	0	0	0	1	13.6	....	....
5	28.0	27.3	28.6	27.76	- 0.19	27.0	29.1	NNE. 2	NNE. 3	NNE. 2	NNE. 3	**27.3**	0	0	0	0	**13.7**	....	....
6	29.3	28.4	28.7	28.80	+ 0.84	27.8	29.4	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	7.1	0	0	0	0	13.5	....	....
7	29.1	28.8	28.7	28.73	+ 0.77	28.0	29.2	E. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	5.0	0	1	0	1	**13.7**	....	....
8	30.0	29.6	30.7	29.85	+ 1.89	29.2	31.4	NW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.4	0	0	0	0	12.9	....	....
9	32.6	31.6	31.3	31.73	+ 3.76	30.9	32.9	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	3.1	0	0	0	0	13.3	0.7	1
10	32.8	32.4	32.5	32.40	+ 4.43	32.9	31.9	W. 1	SSW. 1	S. 1	SSW. 1	6.3	9	9	3	8	2.5	1.7	2
11	31.3	30.7	29.6	30.60	+ 2.63	29.1	32.1	SE. 1	SE. 1	NNE. 1	var.	3.4	9	9	9	8	4.6	....	....
12	28.7	27.8	27.6	27.96	- 0.01	24.9	29.1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.2	8	1	0	2	12.4	....	....
13	27.9	25.6	25.8	26.58	- 1.39	24.8	27.9	SW. 1	SW. 1	SSW. 1	SW. 1	3.1	1	9	10	6	7.6	10.9	4
14	26.8	25.9	26.6	26.31	- 1.66	25.6	26.9	SSW. 1	W. 1	S. 1	SSW. 1	4.0	2	5	0	4	12.5	....	....
15	26.2	25.6	25.8	25.90	- 2.06	24.9	26.7	SSW. 1	SSW. 1	SSE. 1	SSW. 1	5.4	3	3	1	2	13.0	....	....
16	26.5	26.8	25.4	26.15	- 1.81	25.2	27.9	SW. 1	NW. 1	SE. 1	var.	1.9	7	10	10	9	4.4	9.1	6
17	25.2	23.4	21.3	23.94	- 4.01	21.1	25.8	SSE. 1	W. 1	SSW. 1	var.	3.6	10	9	9	9	1.0	**39.8**	**13**
18	22.1	23.0	23.4	22.63	- 5.32	21.1	23.4	S. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	4.8	9	9	10	9	0.9	2.0	6
19	22.1	21.9	24.9	22.98	- 4.96	21.8	25.7	SE. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	4.2	9	9	6	8	2.2	4.6	4
20	26.3	26.9	26.4	26.43	- 1.50	25.5	27.2	W. 1	NE. 1	NNW 1	var.	3.1	1	6	0	3	11.1	....	....
21	26.3	25.9	26.9	26.24	- 1.68	25.3	27.0	SSE. 1	NE. 1	NNE. 1	NE. 1	4.8	0	1	8	2	11.8	....	....
22	27.0	27.0	28.0	27.14	- 0.77	26.5	28.1	SSW. 1	N. 2	SE 1	NNE. 1	8.1	0	1	0	1	12.9	....	....
23	28.0	27.1	26.9	27.38	- 0.52	26.4	28.1	SE. 1	NNE. 1	SSW. 1	NNE. 1	3.2	1	8	5	5	8.7	....	....
24	26.3	26.6	26.6	26.47	- 1.42	25.9	26.8	SSW. 1	NNE. 1	SE. 1	SSW. 1	2.3	9	1	0	5	6.0	....	....
25	26.2	24.1	22.5	24.67	- 3.21	22.3	26.7	SW. 1	NNE. 1	SSW. 2	SW. 1	6.1	0	0	0	0	12.3	13.8	5
26	23.5	24.6	25.0	24.13	- 3.74	22.4	25.3	SW 1	SSW. 2	SE. 1	SSW. 1	8.3	9	8	2	6	4.4	1.8	3
27	25.6	25.1	24.9	25.18	- 2.67	24.5	25.7	SSW. 1	SSW. 2	SSW. 1	SSW. 1	7.3	4	8	1	3	10.6	0.3	1
28	23.9	24.6	23.5	24.08	- 3.76	23.2	24.7	SSW. 1	SW. 1	NE. 1	SSW. 1	5.4	10	9	0	7	3.3	0.1	1
29	21.6	18.9	18.8	**19.95**	**- 7.87**	**16.4**	23.3	S. 1	NNE. 1	SW. 2	SW. 1	5.2	1	2	9	3	12.5	1.0	1
30	20.2	22.4	25.4	22.06	- 5.74	19.4	26.6	SW. 1	SW. 1	SE. 1	SW. 1	10.4	9	9	10	8	3.4	2.9	6
31	28.1	30.0	31.4	29.37	+ 1.59	26.6	31.6	SE. 1	NNE. 1	SE 1	SE. 1	4.8	9	9	0	6	2.2	....	....
Mois	27.37	26.94	27.08	27.08	- 0.58							5.72	4.0	4.5	2.8	3.8	278.5	88.7	53

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en % 7 h.	Fraction de Saturation en % 1 h.	Fraction de Saturation en % 9 h.	Fraction de Saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation en % Min.	Fraction de Saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+18.2	+21.8	+21.6	+20.76	+ 1.99	+15.0	+26.3	80	56	79	72	+ 4	51	95	21.2	+ 2.5	1595
2	18.6	26.0	23.3	21.85	+ 3.11	15.6	28.4	80	50	64	68	0	44	95	21.5	+ 2.8	1595
3	21.1	26.4	22.1	**22.35**	+ **3.65**	16.2	28.6	80	45	72	66	- 2	39	92	20.5	+ 1.7	1585
4	17.4	24.8	21.2	20.55	+ 1.88	13.5	27.2	78	49	62	67	- 1	43	92	21.6	+ 2.8	1635
5	15.9	20.9	17.0	18.20	- 0.43	14.8	22.0	60	35	53	**51**	**-18**	28	70	21.2	+ 2.4	1660
6	13.4	20.0	17.0	15.95	- 2.64	9.8	21.8	73	55	61	62	- 7	38	84	—	—	1655
7	14.5	21.5	18.2	16.96	- 1.59	9.0	23.0	76	44	62	66	- 3	43	96	20.5	+ 1.7	1635
8	15.8	22.0	19.0	18.30	- 0.20	11.4	24.6	75	51	69	66	- 3	42	84	20.5	+ 1.7	1635
9	14.1	23.0	20.7	19.06	+ 0.61	11.2	29.8	78	45	76	67	- 2	**25**	92	20.7	+ 1.9	1635
10	17.9	22.5	16.4	18.71	+ 0.31	14.1	23.7	82	61	88	76	+ 7	54	94	19.2	+ 0.4	1605
11	16.0	21.8	17.5	18.11	- 0.24	13.8	23.5	86	65	85	76	+ 7	48	96	17.2	- 1.6	1600
12	15.9	20.6	17.8	18.00	- 0.29	12.8	24.1	83	65	76	72	+ 2	41	94	19.4	+ 0.6	1610
13	14.8	27.6	20.4	19.16	+ 0.93	11.3	**30.0**	80	37	80	73	+ 3	32	94	—	—	1595
14	17.5	24.9	18.6	20.24	+ 2.07	16.0	26.6	86	44	63	67	- 3	42	95	20.2	+ 1.4	1590
15	19.7	25.5	19.4	20.26	+ 2.16	14.0	26.3	65	44	68	61	- 9	43	86	20.0	+ 1.2	1605
16	16.2	17.6	17.7	16.85	- 1.18	12.5	22.0	80	90	87	82	+12	68	95	18.2	- 0.6	1605
17	16.7	18.4	14.0	16.01	- 1.95	13.0	19.7	97	84	93	**94**	**+24**	81	98	18.7	- 0.1	1665
18	13.4	16.7	13.2	14.20	- 3.69	12.5	18.5	87	68	90	84	+13	67	96	17.4	- 1.4	1635
19	13.3	18.2	11.6	13.94	- 3.87	10.8	19.8	93	66	98	87	+16	61	**99**	15.2	- 3.6	1725
20	12.6	18.0	13.8	14.38	- 3.35	10.4	19.7	90	44	80	74	+ 3	42	98	—	—	1705
21	11.0	19.3	16.8	14.88	- 2.77	**8.0**	21.6	87	51	62	69	- 2	47	93	15.7	- 3.0	1705
22	11.6	18.8	14.4	14.71	- 2.86	9.0	20.0	83	48	75	70	- 2	45	95	18.2	- 0.5	1695
23	11.2	18.8	16.4	14.66	- 2.82	**8.0**	20.4	85	46	69	70	- 2	41	95	18.7	0.0	1690
24	13.2	20.5	16.0	16.39	- 1.00	10.8	24.5	86	60	74	73	+ 1	38	90	18.7	+ 0.1	1680
25	12.6	22.7	21.6	18.00	+ 0.70	9.8	26.3	86	54	60	69	- 3	51	93	18.8	+ 0.2	1670
26	16.6	22.0	18.8	19.09	+ 1.88	15.8	23.0	90	67	79	80	+ 7	63	92	18.7	+ 0.2	1675
27	18.0	24.1	18.2	20.10	+ 2.99	15.8	26.0	85	45	68	68	- 5	41	93	—	—	1585
28	17.4	22.0	18.2	19.27	+ 2.26	15.8	24.6	75	62	86	73	0	55	92	13.4	- 5.1	1645
29	15.0	20.1	23.0	18.34	+ 1.43	12.0	26.5	89	72	63	78	+ 5	63	95	14.7	- 3.7	1640
30	16.4	18.5	14.1	16.92	+ 0.12	12.0	21.0	81	63	75	70	- 4	45	88	14.7	- 3.7	1640
31	+11.6	+15.1	+11.0	**+12.63**	- **4.07**	+ 9.3	+17.0	80	56	80	74	0	54	94	14.7	- 3.6	1655
Mois	+15.42	+21.40	+17.71	+17.71	- 0.20	+12.39	+23.76	82	56	74	72	+ 1			18.50	- 0.15	1608

MOYENNES DE GENÈVE — AOUT 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	30.44	30.57	30.85	30.84	30.14	29.60	29.73	30.41	30.32
2e »	26.29	26.10	26.32	26.34	25.75	25.57	25.39	25.83	25.95
3e »	25.26	25.15	25.16	25.50	25.12	24.63	24.91	25.48	25.15
Mois	27.27	27.20	27.37	27.49	26.94	26.54	26.62	27.18	27.08

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+15.26	+13.61	+16.72	+20.48	+23.19	+24.31	+21.92	+18.67	+19.27
2e »	13.82	13.41	15.61	19.38	20.93	19.98	18.17	15.62	17.11
3e »	13.68	12.48	14.05	17.58	20.20	21.53	18.77	16.24	16.82
Mois	+14.24	+13.15	+15.42	+19.10	+21.40	+21.93	+19.59	+16.82	+17.71

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	82	86	76	60	49	46	58	71	66
2e »	92	92	85	66	61	65	72	84	77
3e »	85	88	84	69	57	52	66	77	72
Mois	86	89	82	65	56	54	65	77	72

Dans ce mois l'air a été calme 32 fois sur 1000.

$$\text{Le rapport des vents } \frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{85}{75} = 1.43$$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique........	27.13
Nébulosité..................	3.8
Température $\frac{7+1+9}{3}$..	+18°.18
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$..	+18°.06
Fraction de saturation........	71%

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875)	27.66
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	4.7
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	80.4
Nombre de jours de pluie. (id.).	10
Température moyenne ... (id.).	+17°.91
Fraction de saturat. (1849-1875).	71 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	96.1	109.3	95.1	93.1	86.3	82.3	98.3
Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE		COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	94.9	88.7		92.3	103.4	?	98.3

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

D'AOUT 1916

Les 10, 11, 13, 16, 17, 18, 24, 25, 26, 28, 29 et 30, pluie.
19 et 31, pluie et neige.
le 19, orage et grêle.
les 1, 4, 5, 10, 11, 14, 16, 17, 18, 19, 20, 22, 26 et 31, brouillard une partie de la journée.
4, 18 et 31, violente bise.
16, 17, 29 et 30, vent fort.

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	72.5	73.2	74.0	73.2	+ 4.3	72.3	74.3	SW. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	6	10	5	....	....
2	74.6	75.3	75.6	**75.2**	+ **6.3**	74.3	**75.7**	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	2	1	1	....	....
3	75.3	74.8	74.5	74.9	+ 6.0	73.8	75.5	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	3	0	0	1	....	....
4	71.9	71.4	69.0	70.8	+ 1.9	68.5	73.8	NE. 0	NE. 1	NE. 4	NE 2	0	0	10	3	....	....
5	67.8	67.9	68.6	68.1	- 0.8	67.7	68.6	NE. 1	NE. 2	NE. 1	NE. 1	10	2	0	4	....	....
6	68.4	68.8	69.6	68.9	0.0	68.2	69.7	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	1	2	1	....	....
7	69.1	69.8	70.6	69.8	+ 0.9	68.9	70.6	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	1	1	0	1	....	....
8	70.1	71.2	72.8	71.4	+ 2.5	70.0	72.9	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
9	72.4	74.1	74.7	73.7	+ 4.8	72.1	74.8	NE. 0	SW. 1	NE. 1	var.	1	2	1	1	....	....
10	73.6	72.8	72.3	72.9	+ 4.0	72.0	74.9	NE. 0	NE 0	NE. 1	calme	10	10	10	10	6.4	....
11	70.3	70.3	70.1	70.2	+ 1.3	69.7	72.0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	4	10	2	5	0.2	....
12	68.8	69.4	70.2	69.5	+ 0.7	68.5	70.4	NE 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	1	0	0	....	....
13	69.8	69.8	69.5	69.7	+ 0.9	69.0	70.4	NE. 1	NE. 1	SW. 1	NE. 1	2	4	9	5	5.0	....
14	68.0	68.2	68.4	68.2	- 0.6	67.7	69.0	NE. 1	SW. 1	NE. 0	var.	10	1	0	4	....	....
15	67.7	68.2	69.2	68.4	- 0.4	67.6	69.5	NE. 0	SW 1	NE. 1	var.	0	0	0	0	....	....
16	70.0	69.7	69.4	69.7	+ 0.9	69.2	70.3	SW. 2	SW. 3	SW. 3	SW. 3	8	10	10	9	7.0	....
17	67.5	66.1	63.4	65.7	- 3.1	62.5	69.2	SW. 3	SW 1	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	**25.8**	....
18	61.6	61.8	62.4	**61.9**	- **6.8**	**61.4**	62.6	NE. 2	NE. 4	NE. 3	NE. 3	10	10	10	10	0.2	....
19	61.7	62.4	63.3	62.5	- 6.2	61.5	63.7	NE. 3	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	10	10	10	10.5	2
20	64.3	65.7	66.7	65.6	- 3.1	63.7	66.9	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	8	2	7	....	....
21	65.7	65.9	66.4	66.0	- 2.6	65.6	66.7	NE. 0	NE. 2	NE. 1	NE. 1	0	0	3	1	....	....
22	65.3	65.9	67.0	66.1	- 2.5	65.1	67.0	NE. 1	NE. 3	NE. 0	NE. 2	10	2	10	7	....	....
23	66.7	67.6	68.2	67.5	- 1.1	66.5	68.3	NE 1	NE 1	SW. 1	NE. 1	0	1	10	4	....	....
24	67.5	68.2	68.6	68.1	- 0.4	67.5	68.8	SW. 1	NE. 1	NE 0	var.	10	10	0	7	0.2	....
25	67.9	68.3	68.2	68.1	- 0.4	67.9	68.8	SW. 1	SW. 2	SW. 2	SW. 2	1	0	10	4	7.0	....
26	66.8	66.8	67.8	67.1	- 1.3	66.5	68.3	SW. 1	SW. 1	NE. 1	SW. 1	10	10	2	7	2.5	....
27	67.0	67.4	67.5	67.3	- 1.1	66.8	67.6	SW. 0	NE. 1	NE. 1	NE 1	0	3	0	1	....	....
28	65.5	66.2	67.0	66.2	- 2.2	65.4	67.3	SW. 1	NE. 1	NE. 0	var.	10	10	0	7	14.0	....
29	66.3	65.6	65.0	65.6	- 2.7	64.5	67.0	SW. 1	SW. 2	SW. 3	SW. 2	4	4	10	6	1.0	....
30	63.3	63.8	63.7	63.6	- 4.6	63.1	64.6	SW. 3	SW. 2	NE. 1	SW. 2	10	10	10	10	8.0	2
31	64.0	66.2	68.0	66.1	- 2.1	63.8	68.2	NE. 4	NE. 4	NE. 3	NE. 4	10	10	10	10	1.8	....
Mois	68.11	68.48	68.76	68.45	+ 0.05							5.0	4.8	4.9	4.9	89.6	4

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	+ 8.8	+ 12.6	+ 9.9	+ 10.4	+ 4.0	+ 7.8	+ 13.3	81	80	88	83	67	94
2	9.4	14.8	10.0	**11.4**	+ **5.0**	8.5	**15.2**	78	65	91	78	51	93
3	8.4	13.6	8.6	10.2	+ 3.8	8.2	14.8	91	89	80	87	72	93
4	8.5	13.8	7.4	9.9	+ 3.5	6.7	14.2	65	55	96	72	18	97
5	4.0	9.8	7.0	6.9	+ 0.5	3.8	11.1	95	54	78	76	51	96
6	5.0	10.4	6.6	7.3	+ 0.9	3.9	11.0	53	52	89	65	46	92
7	5.1	10.6	6.2	7.3	+ 0.9	4.9	11.2	92	64	85	80	57	93
8	6.2	13.0	8.8	9.3	+ 3.0	4.9	13.2	53	47	82	61	28	86
9	6.8	12.2	10.0	9.7	+ 3.4	6.0	13.1	88	65	67	73	54	90
10	7.1	7.4	3.8	6.1	− 0.2	3.4	9.9	95	94	95	95	73	97
11	2.9	5.2	4.0	4.0	− 2.2	2.7	5.3	97	95	98	**97**	78	99
12	3.9	10.4	7.8	7.4	+ 1.2	3.6	11.2	78	55	67	67	38	82
13	7.3	13.6	8.3	9.7	+ 3.5	6.0	14.8	59	48	88	65	30	93
14	6.6	11.6	6.8	8.3	+ 2.1	4.7	14.8	95	59	65	73	44	96
15	4.2	11.8	8.7	8.2	+ 2.1	3.2	13.0	54	44	90	63	**21**	93
16	7.4	8.4	8.1	8.0	+ 1.9	7.0	9.1	90	95	96	94	78	98
17	6.6	6.0	2.7	5.1	− 0.9	2.6	7.6	96	96	90	94	76	99
18	0.8	2.0	0.2	1.0	− 5.0	+ 0.1	3.0	95	96	97	96	80	100
19	+ 0.4	3.7	0.0	1.4	− 4.5	− 0.1	3.7	97	85	95	92	74	100
20	− 0.2	2.3	1.4	1.2	− 4.7	− 0.3	3.0	96	95	88	93	72	100
21	+ 3.0	6.6	3.0	4.2	− 1.6	+ 0.2	7.0	52	72	96	73	40	98
22	− 0.2	4.8	1.2	1.9	− 3.9	− 0.3	5.0	93	59	96	83	46	97
23	+ 1.5	7.8	5.6	5.0	− 0.7	+ 0.1	8.5	59	37	76	**57**	24	86
24	4.6	4.8	4.0	4.5	− 1.2	3.8	6.1	60	86	80	75	48	88
25	5.1	8.3	5.9	6.4	+ 0.8	3.3	9.3	57	71	96	75	45	100
26	4.8	6.6	7.7	6.4	+ 0.9	4.7	9.2	98	98	66	87	56	100
27	4.8	9.3	6.6	6.9	+ 1.4	4.5	10.2	77	71	78	75	55	85
28	5.8	6.3	6.2	6.1	+ 0.7	5.5	6.8	82	94	75	84	58	96
29	8.9	10.7	7.8	9.1	+ 3.8	6.2	10.9	62	80	96	79	38	98
30	+ 5.3	+ 6.0	+ 1.9	+ 4.4	− 0.8	+ 0.8	7.1	95	73	92	87	54	97
31	− 2.2	− 2.5	− 2.0	− **2.2**	− **7.4**	− **2.7**	+ 0.8	95	95	95	95	93	100
Mois	+ 4.86	+ 8.45	+ 5.62	+ 6.31	+ 0.33	+ 3.67	+ 9.46	80	73	86	80		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — AOUT 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

	Pression atmosphérique : 500^{mm} +				**Fraction de saturation en %**			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	71.57	71.93	72.17	71.89	79	66	85	77
2e »	66.97	67.16	67.26	67.14	86	77	87	83
3e »	66.00	66.54	67.04	66.53	75	76	86	79
Mois	68.11	68.48	68.76	68.45	80	73	86	80

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	+ 6.93	+ 11.82	+ 7.83	+ 8.86	+ 8.60
2e »	3.99	7.50	4.80	5.43	5.27
3e »	3.76	6.25	4.35	4.79	4.68
Mois	+ 4.86	+ 8.45	+ 5.62	+ 6.31	+ 6.14

Dans ce mois l'air a été calme 226 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{75}{37} = 2.03$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	66.3	62.9	59.4	89.6
Neige en centimètres....	—	—	—	4

GÉOMÉTRIE DES CORPS SOLIDES

ET

GÉOMÉTRIE IMAGINAIRE

PAR

C. CAILLER

(Suite et fin[1]*)*

XIII. — Théorie analytique des vrilles

Parmi les différents objets dont s'occupe la Géométrie imaginaire, corps solide, vrilloïde, et vrille, c'est ce dernier qui est le moins simple. Il n'est donc pas superflu, après en avoir fait plus haut la théorie synthétique, d'en retrouver les propriétés essentielles par la voie analytique. Le fait que les coordonnées plückériennes des vrilles sont imaginaires ne joue qu'un rôle secondaire dans la théorie, et celle-ci se trouve en réalité identique avec la Géométrie réglée de l'espace riemannien.

Mais outre que cette dernière est relativement peu connue, le passage du réel au complexe en modifie quand même quelques-uns des caractères; par exemple, les séries linéaires de vrilles n'ont pas nécessairement les mêmes dimensions que les séries linéaires de droites, complexes, congruences ou quadriques. Pour ces différents motifs, je crois devoir consacrer la fin de ce mémoire à une étude rapide des éléments de la Géométrie réglée imaginaire, soit de la Géométrie des vrilles.

Nous disposons, pour la représentation analytique d'une vrille, de deux procédés principaux. L'un est basé sur la défini-

[1]) Voir *Archives*, t. XLII, p. 89 et 177.

tion paramétrique, l'autre sur l'emploi des coordonnées plückériennes ; ils ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients particuliers et doivent servir tous les deux suivant les circonstances.

Dans la représentation paramétrique

$$X_k = x_k \cos s + y_k \sin s\ , \qquad (k = 0, 1, 2, 3) \quad (23)$$

les corps servant de *bases* (x) et (y) sont orthogonaux, on a donc toujours $(xy) = 0$ [1] : s et $90°\text{-}s$ expriment les distances du corps descripteur X à chacune des deux bases.

Employons cette représentation, en vue d'établir la loi de l'intervalle entre deux corps, dont l'un X fait partie de la vrille (23), et dont l'autre Y appartient à une seconde vrille d'équation

$$Z_k = z_k \cos t + u_k \sin t\ . \qquad (k = 0, 1, 2, 3) \quad (24)$$

Par multiplication de deux formules (23) et (24), nous obtenons

$$(XZ) = (xz) \cos s \cos t + (yz) \sin s \cos t + (xu) \cos s \sin t \\ + (yu) \sin s \sin t.$$

Supposons en outre que l'origine des s et des t, sur chaque vrille, se trouve à l'extrémité d'une des deux normales communes que nous savons exister. Dans ce cas, les corps x et y sont respectivement orthogonaux sur u et z, et l'on a les 4 relations

$$(xy) = 0\ , \qquad (yz) = 0\ , \qquad (xu) = 0\ , \qquad (zu) = 0\ . \qquad (25)$$

De cette manière la loi de la distance se simplifie, devenant

$$(XZ) = (xz) \cos s \cos t + (yu) \sin s \sin t\ . \qquad (25')$$

En général, la condition pour qu'un corps X (s), emprunté à la première vrille, soit la projection sur cette vrille d'un corps Z (t) emprunté à la seconde, s'exprime sous la forme

$$\sum (z_k \cos t + u_k \sin t)(- x_k \sin s + y_k \cos s) = 0\ .$$

[1]) La notation (xy) signifiera toujours le produit intérieur

$$x_0 y_0 + x_1 y_1 + x_2 y_2 + x_3 y_3.$$

Pour que la vrille qui joint les deux corps soit une normale commune, il faut donc que l'équation précédente soit vérifiée, ainsi que l'équation symétrique

$$\sum (-z_k \sin t + u_k \cos t)(x_k \cos s + y_k \sin s) = 0 .$$

En tenant compte des relations (25), les deux conditions s'écrivent sous forme réduite

$$\left.\begin{array}{l}(xz)\cos t \sin s - (yu)\cos s \sin t = 0 , \\ (xz)\cos s \sin t - (yu)\sin s \cos t = 0 .\end{array}\right\} \quad (26)$$

Mais les expressions (xz) et (yu) ne sont pas toutes les deux nulles, sans quoi les vrilles considérées seraient conjuguées ; c'est un cas à négliger. Nous avons donc, en vertu de (26),

$$\cos^2 t \sin^2 s - \cos^2 s \sin^2 t = \sin(s + t) \sin(s - t) = 0 ,$$

ce qui donne, ou bien $s = t$, ou bien $s = -t$.

Qu'on porte ces valeurs dans (26), il vient

$$\cos s \sin s \, [(xz) \mp (yu)] = 0 ,$$

d'où $s = t = 0$, ou encore, $s = \pm t = 90°$. Donc, il n'existe aucune vrille normale aux deux vrilles données, en dehors de la paire remarquée dès l'abord.

La conclusion est inexacte, lorsque $(xz) = \pm (yu)$. Ces deux hypothèses se réduisent à une seule par le changement de signe de l'un des 4 corps x, y, z, u ; prenons donc seulement $(xz) = (yu)$.

Dans ce cas les formules (26) se ramènent simplement à

$$\sin(s - t) = 0 , \qquad \text{soit} \qquad s = t ;$$

on est évidemment ici en présence d'un parallélisme de Clifford. Il existe en effet une infinité de vrilles normales aux deux vrilles données ; leurs extrémités sur chacune de celles-ci décrivent dans l'une et l'autre des segments égaux. De plus, la distance de ces extrémités est donnée par la formule (25′), laquelle devient dans les circonstances actuelles

$$(XZ) = (xz)(\cos^2 s + \sin^2 s) = (xz) ;$$

et ainsi *la grandeur des normales communes est invariable dans le cas du parallélisme.*

Les conditions du parallélisme de Clifford sont contenues dans les formules (25) qu'il faut compléter par les suivantes

$$(xz) = (yu) \,, \qquad (zz) = (uu) = 1 \,. \tag{27}$$

Si on suppose x, y, et z donnés, ce système est du second degré par rapport à u; on en conclut immédiatement que *par un corps quelconque passent deux vrilles parallèles à une vrille donnée.*

Il n'est pas sans intérêt de faire voir que les conditions du parallélisme, telles que nous venons de les déduire de la représentation paramétrique, sont conformes de tout point à celles tirées de la théorie synthétique.

Qu'on exprime cette dernière en fonction des coordonnées plückériennes sous leur seconde forme[1], on en déduit que deux vrilles V (L,... R) et V′ (L′,... R′) sont parallèles, si l'on a, soit

$$L = L' \,, \qquad M = M' \,, \qquad N = N' \,, \tag{28}$$

soit encore

$$P = P' \,, \qquad Q = Q' \,, \qquad R = R' \,. \tag{29}$$

Nous allons voir que ces conditions sont en effet une conséquence du système formé par les équations (25) et (27) ci-dessus. En désignant par α, β, γ, δ les quantités précédemment notées x, y, z, u [2], j'écrirai le dit système sous la forme

$$\left.\begin{array}{c}(\alpha\beta) = 0 \,, \qquad (\beta\gamma) = 0 \,, \qquad (\alpha\delta) = 0 \,, \qquad (\gamma\delta) = 0 \,; \\ (\alpha\gamma) = (\beta\delta) = a \,,\end{array}\right\} \tag{30}$$

auquel il faut ajouter, puisque α, β, γ, δ sont unimodulaires, le suivant

$$(\alpha\alpha) = (\beta\beta) = (\gamma\gamma) = (\delta\delta) = 1 \,. \tag{31}$$

Des diverses identités ci-dessus découle une conséquence algébrique à retenir: c'est

$$\left.\begin{array}{l}\alpha_0\alpha_i \quad +\beta_0\beta_i+\gamma_0\gamma_i+\delta_0\delta_i \\ -a(\alpha_i\gamma_0+\alpha_0\gamma_i+\delta_0\beta_i+\beta_0\delta_i)=0 \,. \quad (i=1,2,3)\end{array}\right\} \tag{32}$$

[1]) Voir plus haut, p. 187.
[2]) Les lettres x, y, z, u vont recevoir une nouvelle acception.

En effet, les relations (30) et (31) expriment que les substitutions

$$\left.\begin{aligned} X &= \alpha_0 x + \beta_0 y + \gamma_0 z + \delta_0 u\ ,\\ Y &= \alpha_1 x + \beta_1 y + \gamma_1 z + \delta_1 u\ ,\\ Z &= \alpha_2 x + \beta_2 y + \gamma_2 z + \delta_2 u\ ,\\ U &= \alpha_3 x + \beta_3 y + \gamma_3 z + \delta_3 u\ ,\end{aligned}\right\} \quad (33)$$

transforment l'un dans l'autre les deux polynômes

$$X^2 + Y^2 + Z^2 + U^2 \quad \text{et} \quad x^2 + y^2 + z^2 + u^2 + 2a(xz + yu)\ .$$

Cela étant, résolvons le système (33) par rapport aux petites lettres; nous avons

$$\begin{aligned} \alpha_0 X + \alpha_1 Y + \alpha_2 Z + \alpha_3 U &= x + az = \xi\ ,\\ \beta_0 X + \beta_1 Y + \beta_2 Z + \beta_3 U &= y + au = \eta\ ,\\ \gamma_0 X + \gamma_1 Y + \gamma_2 Z + \gamma_3 U &= ax + z = \zeta\ ,\\ \delta_0 X + \delta_1 Y + \delta_2 Z + \delta_3 U &= ay + u = \tau\ .\end{aligned}$$

Or, identiquement

$$\begin{aligned} &\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 + \tau^2 - 2a\xi\zeta - 2a\eta\tau\\ &= (1 - a^2)(x^2 + y^2 + z^2 + u^2 + 2axz + 2ayu)\ ;\end{aligned}$$

qu'on exprime les deux membres en fonction de X, Y, Z, U, il viendra

$$(\alpha_0 X + \alpha_1 Y + \alpha_2 Z + \alpha_3 U)^2 + \ldots = (1 - a^2)(X^2 + Y^2 + Z^2 + U^2)\ .$$

De là, en identifiant les termes en XY, XZ, XU dans les deux membres, les trois équations (32) ci-dessus.

Revenons à la question du parallélisme, et composons les coordonnées plückériennes de deux vrilles, à l'aide des 4 lignes α, β, γ, δ, suivant les définitions (9′). Elles donnent

$$\left.\begin{aligned} l &= \alpha_0\beta_1 - \beta_0\alpha_1\ , & p &= \alpha_2\beta_3 - \alpha_3\beta_2\ ,\\ m &= \alpha_0\beta_2 - \beta_0\alpha_2\ , & q &= \alpha_3\beta_1 - \alpha_1\beta_3\ ,\\ n &= \alpha_0\beta_3 - \beta_0\alpha_3\ , & r &= \alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1\ ,\end{aligned}\right| \quad (34)$$

et de même, pour V′,

$$\left.\begin{aligned} l' &= \gamma_0\delta_1 - \delta_0\gamma_1\ , & p' &= \gamma_2\delta_3 - \gamma_3\delta_2\ ,\\ m' &= \gamma_0\delta_2 - \delta_0\gamma_2\ , & q' &= \gamma_3\delta_1 - \gamma_1\delta_3\ ,\\ n' &= \gamma_0\delta_3 - \delta_0\gamma_3\ , & r' &= \gamma_1\delta_2 - \gamma_2\delta_1\ .\end{aligned}\right| \quad (35)$$

Je dis que ces valeurs donnent lieu à l'identité

$$(l - l')(q - q') - (m - m')(p - p') = 0 , \quad (36)$$

ou

$$(lq - mp) - (l'q - m'p) - (lq' - mp') + (l'q' - m'p') = 0 . \quad (37)$$

Pour le faire voir il suffit de transporter dans (37) les définitions (34) et (35). Le calcul de chaque terme se fait sur le même modèle, le second par exemple donnera

$$l'q - m'p = \alpha_3\gamma_0(\beta\delta) - \beta_3\gamma_0(\alpha\delta) - \alpha_3\delta_0(\beta\gamma) + \beta_3\delta_0(\alpha\gamma) .$$

En réunissant les 4 résultats semblables et en tenant compte des conditions du parallélisme (30) et (31), il vient

$$\alpha_0\alpha_3 + \beta_0\beta_3 + \gamma_0\gamma_3 + \delta_0\delta_3 - a(\alpha_3\gamma_0 + \alpha_0\gamma_3 + \delta_0\beta_3 + \delta_3\beta_0) ,$$

ou zéro, d'après le lemme démontré à l'instant.

En opérant de la même manière avec les trois déterminants analogues à (36), nous voyons donc que les coordonnées plückériennes de deux vrilles parallèles vérifient les conditions

$$\frac{l - l'}{p - p'} = \frac{m - m'}{q - q'} = \frac{n - n'}{r - r'} = \varepsilon ,$$

ou encore

$$\left.\begin{aligned} l - \varepsilon p &= l' - \varepsilon p' , \\ m - \varepsilon q &= m' - \varepsilon q' , \\ n - \varepsilon r &= n' - \varepsilon r' . \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

Comme d'autre part on doit avoir

$$\sum (l^2 + p^2) = \sum (l'^2 + p'^2) = 1 , \qquad \text{et} \qquad \sum lp = \sum l'p' = 0 .$$

l'élévation au carré des formules précédentes donne $\varepsilon^2 = 1$, $\varepsilon = \pm 1$. Et ainsi se trouvent confirmées les conditions du parallélisme écrites plus haut sous les formes (28) et (29).

Un mot encore sur ce sujet. Soit à mener par un corps (x) une vrille $V(l, \dots r)$ qui soit parallèle à une vrille donnée $V'(l' \dots r')$.

Ayant choisi une des valeurs possibles pour ε dans les équations (38), nous écrirons que la vrille V contient (x), par le moyen des trois relations

$$px_0 = nx_2 - mx_3 , \qquad qx_0 = lx_3 - nx_1 , \qquad rx_0 = mx_1 - lx_2 .$$

Le système des 6 équations ainsi écrites, du premier degré, donnera les inconnues $l, \dots r$, d'une manière entièrement déterminée; ces inconnues définissent bien une vrille, car les six valeurs déduites des 6 équations précédentes vérifient évidemment les conditions

$$l^2 + m^2 + n^2 + p^2 + q^2 + r^2 = 1 \ , \qquad \text{et} \qquad lp + mq + nr = 0 \ .$$

Suivant la valeur adoptée pour ε, il existera ainsi deux vrilles parallèles qui se déterminent séparément. La solution analytique du problème possède ainsi tous les caractères de la solution géométrique donnée ci-dessus.

Nous savons que la situation relative de deux vrilles V $(l, \dots r)$ et V′ $(l', \dots r')$ dépend des deux *distances conjuguées*. Comment ces invariants se déterminent-ils en fonction des coordonnées plückériennes?

Pour le voir, reprenons les représentations paramétriques ci-dessus ainsi que les relations d'orthogonalité (25). Il y a deux normales communes, celle qui réunit les corps x et z, et celle qui réunit les corps y et u. Nous donnons respectivement à ces quatre corps les indices 1, 1′, 2 et 2′, de manière que les distances xz et yu soient aussi figurées par $\overline{11'}$ et $\overline{22'}$. On a, par exemple [1],

$$\cos \overline{11'} = f_{11'} = x_0 z_0 + x_1 z_1 + x_2 z_2 + x_3 z_3 \ .$$

Nous savons que les coordonnées plückériennes sont toutes des déterminants, l par exemple, vaut $x_0\, y_1 - x_1\, y_0$. De là résulte tout de suite, d'après la théorie des formes adjointes, la relation

$$\left. \begin{aligned} ll' + mm' + nn' + pp' + qq' + rr' &= f_{11'} f_{22'} - f_{12'} f_{1'2} \\ &= \cos \overline{11'} \cos \overline{22'} \ , \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

car $f_{12'} = f_{1'2} = 0$.

Dans la dernière identité permutons la vrille V′ contre sa conjuguée; il vient

$$lp' + mq' + nr' + pl' + qm' + rn' = \sin \overline{11'} \sin \overline{22'} \ . \qquad (40)$$

[1]) La lettre f représente la forme fondamentale $x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$, f_{12} l'émanant de cette forme.

Les deux quantités (39) et (40) sont les *invariants conjugués* des deux vrilles; on peut, si l'on veut, les considérer comme les deux déterminations particulières d'un *invariant complexe*

$$\left.\begin{array}{l}(l+\varepsilon p)(l'+\varepsilon p')+(m+\varepsilon q)(m'+\varepsilon q')+(n+\varepsilon r)(n'+\varepsilon r')\\ \qquad = \cos(\overline{11'}-\varepsilon\overline{22'}),\end{array}\right\} \quad (41)$$

dans lequel le symbole ε peut être remplacé à volonté par ± 1. Et ainsi, en employant les coordonnées plückériennes sous leur seconde forme, l'invariant complexe (41) se décompose dans les deux invariants suivants

$$\mathrm{LL'} + \mathrm{MM'} + \mathrm{NN'} = \cos(\overline{11'} - \overline{22'}), \quad (42)$$

$$\mathrm{PP'} + \mathrm{QQ'} + \mathrm{RR'} = \cos(\overline{11'} + \overline{22'}); \quad (43)$$

ce sont justement ceux qui définissent la situation relative des axes des deux vrilles, considérés tantôt dans l'espace absolu, tantôt dans le corps descripteur lui-même.

Il est clair que l'invariant (40) s'annule quand les vrilles ont un corps commun et seulement dans ce cas; que, pour la même raison, le premier invariant (39) est nul si l'une des vrilles possède un corps commun avec la conjuguée de l'autre, autrement dit, si les deux vrilles sont perpendiculaires. Enfin l'invariant complexe (41), réunion des précédents, est nul dans le seul cas où les vrilles se rencontrent à angle droit, ou sont normales entre elles.

Les résultats précédents, importants en eux-mêmes, nous permettent de retrouver par une troisième voie, très élémentaire, les conditions du parallélisme de Clifford.

Prenons, avec les vrilles V $(l, \ldots r)$ et V' $(l' \ldots r')$, la normale commune Φ $(\lambda, \ldots \rho)$; nous devons avoir

$$(\lambda+\varepsilon\omega)(l+\varepsilon p)+(\mu+\varepsilon\chi)(m+\varepsilon q)+(\nu+\varepsilon\varrho)(n+\varepsilon r)=0,$$

$$(\lambda+\varepsilon\omega)(l'+\varepsilon p')+(\mu+\varepsilon\chi)(m'+\varepsilon q')+(\nu+\varepsilon\varrho)(n'+\varepsilon r')=0,$$

quelle que soit la détermination particulière de $\varepsilon = \pm 1$.

Si donc, pour aucune des valeurs de ε, nous n'avons les proportions

$$\frac{l+\varepsilon p}{l'+\varepsilon p'} = \frac{m+\varepsilon q}{m'+\varepsilon q'} = \frac{n+\varepsilon r}{n'+\varepsilon r'}, \quad (44)$$

le problème est déterminé. En prenant tantôt $\varepsilon = 1$, tantôt $\varepsilon = -1$, on tirera de l'équation précédente les valeurs proportionnelles des quantités

$$\lambda \pm \omega\ , \qquad \mu \pm \chi\ , \qquad \nu \pm \varrho\ .$$

On achèvera de déterminer les 6 quantités, soit les facteurs de proportionnalité qu'elles contiennent, à l'aide de la double condition

$$(\lambda \pm \omega)^2 + (\mu \pm \chi)^2 + (\nu \pm \varrho)^2 = 1\ .$$

En définitive nous sommes ainsi ramenés à la paire des normales communes que nous connaissions déjà Ces normales se transforment l'une dans l'autre par l'échange de L, M, N contre P, Q, R ; elles sont donc conjuguées.

Si la solution du problème est indéterminée, les vrilles V et V′ sont parallèles entre elles. Pour cela, il faut que, pour une certaine valeur de ε, les proportions (44) soient réalisées. Il est clair qu'on peut encore caractériser ce cas en disant que l'un des invariants (42), ou (43), à savoir $\cos(\overline{11'} \pm \overline{22'})$, est égal à l'unité positive ou négative.

La solution précédente est évidemment la traduction algébrique pure et simple de la solution géométrique démontrée ci-dessus.

XIV. — Les polyséries linéaires de vrilles

En résumé la substitution du complexe au réel n'affecte que fort peu les théories que nous avons étudiées jusqu'à présent ; sauf des nuances de détail, elles reparaissent identiques sous une forme nouvelle, plus générale. Et notre unique tâche a consisté à mettre en évidence ce parallélisme grâce auquel les lois ordinaires de la Géométrie se trouvent exprimer les rapports spatiaux, non seulement entre les points, les droites et les plans, mais encore des rapports identiques entre les solides, les les vrilles et les vrilloïdes.

Mais au moment où, dépassant les premiers éléments, on entre dans le domaine des *polyséries linéaires,* les choses se compliquent. Non pas que le parallélisme s'évanouisse ; il s'obs-

curcit seulement. La raison en est qu'on a d'abord trouvé dans les faits de la Géométrie ponctuelle des images adéquates pour la représentation des phénomènes de la Géométrie des corps solides. Au lieu que maintenant les rôles se retournent, et c'est au contraire les polyséries de corps solides qui doivent servir de figure aux polyséries de points imaginaires non étudiées antérieurement.

Prenons, par exemple, un corps solide. Sa position est définie à l'aide de 4 coordonnées complexes x_k dont l'ensemble équivaut à 8 données réelles x_k', x_k'', car

$$x_k = x_k' + ix_k'' . \qquad (k = 0, 1, 2, 3)$$

Au lieu de se borner à des polyséries linéaires telles que

$$\sum a_k x_k = 0 , \qquad (45)$$

à variables et coefficients complexes, qui ne font que reproduire des vrilloïdes ou combinaisons de vrilloïdes, on peut aussi définir des polyséries linéaires, obtenues par une espèce de dédoublement.

Chacune de ces nouvelles polyséries aura pour équation

$$\sum (a_k'' x_k' + a_k' x_k'') = 0 , \qquad (46)$$

et cette fois les coefficients et les variables sont réels.

Il est clair que les nouvelles polyséries sont plus générales que les anciennes, car toute équation du type (45) en représente deux du type (46). En outre, la géométrie des polyséries de première espèce est de caractère *linéaire* parce que la relation entre les coordonnées x_k, ou

$$x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = 1 \qquad (47)$$

ne joue aucun rôle dans cette Géométrie, en raison de son défaut d'homogénéité.

Au contraire la Géométrie des polyséries de seconde espèce sera de caractère quadratique, parce que, des deux équations qui existent entre les coordonnées réelles x_k', x_k'', à savoir

$$x_0'^2 + x_1'^2 + x_2'^2 + x_3'^2 - x_0''^2 - x_1''^2 - x_2''^2 - x_3''^2 = 1 , \qquad (48)$$

et

$$x_0'x_0'' + x_1'x_1'' + x_2'x_2'' + x_3'x_3'' = 0 , \qquad (49)$$

la seconde est quadratique tout en étant homogène. On comprend d'ailleurs que cette équation ne joue aucun rôle dans le domaine réel; elle y est toujours satisfaite identiquement puisque $x_k'' = 0$.

Les faits sont absolument les mêmes quand on passe aux vrilles, sauf que les diverses polyséries qu'elles engendrent manifestent constamment un caractère quadratique. En effet les coordonnées plückériennes d'une vrille V $(l, \dots r)$ doivent vérifier une relation *homogène* du second degré, qui est

$$lp + mq + nr = 0 .$$

On comprend donc tout de suite qu'on puisse imiter les faits de la Géométrie réglée en substituant des vrilles aux droites. Donnons d'abord quelques détails, peut-être superflus, sur la marche à suivre et sur les résultats de cette comparaison.

Le système de repère (P_0, T) étant choisi d'avance, prenons, pour faire symétrie au complexe de droites, la relation linéaire

$$al + bm + cn + dp + eq + fr = 0 \tag{50}$$

à coefficients et à variables *complexes*.

Les vrilles qui satisfont les relations précédentes sont au nombre de ∞^6, c'est-à-dire deux fois plus nombreuses que les droites d'un complexe. L'hexasérie engendrée de la sorte est une espèce de *complexe imaginaire*, elle a toutes les propriétés du complexe ordinaire.

Par exemple, déterminons deux constantes A et B par les conditions [1]

$$A^2 + B^2 = a^2 + b^2 + c^2 + d^2 + e^2 + f^2 .$$
$$AB = ad + be + cf ,$$

et tirons les valeurs $\lambda, \mu, \nu, \omega, \chi, \rho$ qui vérifient le système

$$\left.\begin{aligned} A\lambda + B\omega &= a , & A\omega + B\lambda &= d , \\ A\mu + B\chi &= b , & A\chi + B\mu &= e , \\ A\nu + B\varrho &= c , & A\varrho + B\nu &= f . \end{aligned}\right\} \tag{51}$$

Les six paramètres $(\lambda, \dots \rho)$ sont les coordonnées d'une certaine

[1]) Si on avait $A = \pm B$, on se trouverait dans un cas exceptionne que je ne discute pas ici.

vrille Φ, car, comme on voit facilement, elles satisfont les identités caractéristiques

$$\lambda^2 + \mu^2 + \nu^2 + \omega^2 + \chi^2 + \varrho^2 = 1 \ , \qquad \lambda\omega + \mu\chi + \nu\varrho = 0 \ .$$

En substituant les valeurs (51) dans l'équation de l'hexasérie, celle-ci devient

$$\begin{gathered} A(\lambda l + \mu m + \nu n + \omega p + \chi q + \nu r) \\ + B(\lambda p + \mu q + \nu r + \omega l + \chi m + \varrho n) = 0 \ , \end{gathered}$$

soit encore, d'après les significations connues des invariants conjugués

$$A \cos \overline{11'} \cos \overline{22'} + B \sin \overline{11'} \sin \overline{22'} = 0 \ . \tag{52}$$

Les quantités $11'$ et $22'$ représentent de nouveau les distances conjuguées qui séparent l'une de l'autre, la vrille mobile $V(l, \ldots r)$ engendrant notre complexe, et la vrille fixe $\Phi(\lambda, \ldots \rho)$ qui est l'*axe* de la première. Il faut d'ailleurs remarquer que le système (51) se reproduit quand on alterne A et B, à condition qu'on alterne en même temps, λ et ω, μ et χ, ν et ρ; de la sorte, au même complexe de vrilles correspondent deux autres vrilles, conjuguées l'une de l'autre, qui peuvent jouer indifféremment le rôle d'axes du complexe. Une fois tracé l'un des axes, et connus les paramètres A et B, l'équation (52) définit la propriété géométrique des vrilles du complexe, et donne le moyen de les construire toutes.

Dans le complexe linéaire de droites, toutes les droites du complexe qui passent en un point font partie du même plan, et toutes les droites du complexe qui appartiennent à un plan passent par un même point. Il faut donc que, *de la même manière, dans le complexe de vrilles, toutes les vrilles issues d'un corps fixe appartiennent à un même vrilloïde, et que, réciproquement, toutes les vrilles contenues dans un vrilloïde se rencontrent sur un corps fixe.*

Inutile de traiter les deux cas; il se correspondent par dualité. Car il est évident que si une vrille engendre une certaine polysérie, la vrille conjuguée engendre une autre polysérie, de la même dimension que la première, qui est la *polysérie conjuguée*. Prenons donc l'hypothèse où nos vrilles faisant partie du com-

plexe, doivent concourir sur un corps fixe ; on peut prendre ce dernier comme corps initial du système de repère.

On a dans ce cas, pour les coordonnées du corps fixe,

$$x_0 = 1, \quad x_1 = x_2 = x_3 = 0 ;$$

et par suite, à cause des conditions de rencontre (12),

$$p = 0, \qquad q = 0, \qquad r = 0 .$$

L'équation du complexe se réduit donc à la suivante

$$al + bm + cn = 0 ;$$

c'est celle d'une recticongruence, engendrée par l'axe de notre vrille mobile quand cet axe se déplace dans l'espace en rencontrant toujours à angle droit le vecteur a, b, c.

Et nous savons que si on bouge un corps, tel que P_0, de manière à lui faire décrire toutes les vrilles dont les axes forment une recticongruence, le lieu de ses différentes positions est un vrilloïde.

Il est clair qu'en continuant dans la même voie, on trouverait les analogues de la congruence linéaire, de l'hyperboloïde réglé, etc. Je n'insiste pas sur de pareilles généralisations ; elles sont peu intéressantes en raison même de leur évidence.

XV. — L'heptasérie linéaire de vrilles

L'hexasérie que nous venons d'étudier sous le nom de *complexe de vrilles* n'est évidemment pas la plus générale parmi toutes les polyséries linéaires.

Il existe en effet ∞^8 vrilles dans l'espace, par suite la polysérie la plus générale doit contenir ∞^7 vrilles, ou être de septième dimension. L'espace réglé ne nous donne pas d'analogue immédiat pour cette *heptasérie linéaire fondamentale*. Pour l'obtenir, il faut dissocier les coordonnées complexes $l, \dots r$ [1], en leurs parties réelles et imaginaires, ainsi

$$l = l' + il'', \qquad r = r' + ir'', \dots ,$$

[1] On pourrait, bien entendu, employer au même but les coordonnées plückériennes sous leur seconde forme (L... R).

puis écrire entre les 12 quantités ($l' \ldots r''$) une équation linéaire à coefficients réels, telle que

$$\left.\begin{array}{l} a'l' + a''l'' + b'm' + b''m'' + c'n' + c''n'' \\ + d'p' + d''p'' + e'q' + e''q'' + f'r' + f''r'' = 0 \, . \end{array}\right\} \quad (53)$$

Par le même partage du réel et de l'imaginaire, les conditions

$$l^2 + m^2 + n^2 + p^2 + q^2 + r^2 = 1 \, , \qquad \text{et} \qquad lp + mq + nr = 0 \, ,$$

donnent les trois combinaisons homogènes

$$\left.\begin{array}{l} l'l'' + m'm'' + n'n'' + p'p'' + q'q'' + r'r'' = 0 \, , \\ l'p' - l''p'' + m'q' - m''q'' + n'r' - n''r'' = 0 \, , \\ l'p'' + l''p' + m'q'' + m''q' + n'r'' + n''r' = 0 \, , \end{array}\right\} \quad (54)$$

et la combinaison non homogène

$$\left.\begin{array}{l} l'^2 + m'^2 + n'^2 + p'^2 + q'^2 + r'^2 \\ - l''^2 - m''^2 - n''^2 - p''^2 - q''^2 - r''^2 = 1 \, . \end{array}\right\} \quad (54')$$

Il s'agit tout d'abord de définir la propriété géométrique que traduit l'équation (53) de l'heptasérie linéaire.

A cet effet rappelons que deux vrilles quelconques V ($l, \ldots r$) et Φ ($\lambda, \ldots \rho$) possèdent comme invariant la quantité

$$(l + \varepsilon p)(\lambda + \varepsilon \omega) + (m + \varepsilon q)(\mu + \varepsilon \chi) + (n + \varepsilon r)(\nu + \varepsilon \varrho) \, ,$$

laquelle est *complexe* dans un double sens. En effet, chacune des coordonnées plückériennes $l, \ldots r$ ou $\lambda, \ldots \rho$, est complexe comme contenant l'imaginaire i; en outre, l'indéterminée ε qui figure dans l'invariant peut y être remplacée par une quelconque des valeurs ± 1.

Désignons par A, et B, les distances conjuguées des deux vrilles, autrefois représentées par les notations $\overline{11'}$ et $\overline{22'}$, et mettons en évidence les parties réelles et imaginaires de ces quantités, sous la forme

$$A = A' + iA'' \, , \qquad B = B' + iB'' \, ;$$

de la sorte A′ et A″, par exemple, mesurent respectivement le glissement et la rotation par le moyen desquels les corps 1 et 1′,

qui se trouvent aux extrémités d'une des vrilles normales, viennent s'appliquer l'un sur l'autre.

Dans les deux invariants distincts (39) et (40), ou

$$\cos A \cos B = l\lambda + m\mu + n\nu + p\omega + q\chi + r\varrho = \sum l\lambda\ ,$$
$$\sin A \sin B = l\omega + m\chi + n\varrho + p\lambda + q\mu + n\nu = \sum l\omega\ ,$$

séparons le réel d'avec l'imaginaire, il vient

$$\left.\begin{aligned}
&\cos A' \cos B' \operatorname{ch} A'' \operatorname{ch} B'' - \sin A' \sin B' \operatorname{sh} A'' \operatorname{sh} B'' \\
&\qquad = \sum (l'\lambda' - l''\lambda'')\ , \\
&\cos A' \sin B' \operatorname{ch} A'' \operatorname{sh} B'' + \sin A' \cos B' \operatorname{sh} A'' \operatorname{ch} B'' \\
&\qquad = - \sum (l'\lambda'' + l''\lambda')\ , \\
&\sin A' \sin B' \operatorname{ch} A'' \operatorname{ch} B'' - \cos A' \cos B' \operatorname{sh} A'' \operatorname{sh} B'' \\
&\qquad = \sum (l'\omega' - l''\omega'')\ , \\
&\sin A' \cos B' \operatorname{ch} A'' \operatorname{sh} B'' + \cos A' \sin B' \operatorname{sh} A'' \operatorname{ch} B'' \\
&\qquad = \sum (l'\omega'' + l''\omega')\ .
\end{aligned}\right\} \quad (55)$$

Désignons par $\mathfrak{a}$, $\mathfrak{b}$, $\mathfrak{c}$, $\mathfrak{d}$ les quatre combinaisons qui figurent aux premiers membres des équations précédentes, par α, β, γ, δ, quatre coefficients réels quelconques ; si la vrille $\Phi(\lambda \ldots, \rho)$ est donnée de position, et que la vrille $V\ (l, \ldots r)$ soit mobile dans l'espace, il est clair qu'en imposant à cette dernière une condition de la forme

$$\alpha\mathfrak{a} + \beta\mathfrak{b} + \gamma\mathfrak{c} + \delta\mathfrak{d} = 0\ , \qquad (56)$$

le lieu engendré par la vrille V est toujours une heptasérie fondamentale du type (53).

En outre, tous les éléments de l'heptasérie (56) peuvent être déterminés géométriquement. Ce dernier point résulte du fait que l'équation (56) définit une des quantités A', A'', B', B'' en fonction des trois autres. D'ailleurs nous savons construire toutes les vrilles dont les distances conjuguées à une vrille donnée sont connues.

Reste à savoir si l'équation géométrique (56) donne la définition générale de *toutes* les heptaséries linéaires, ou bien, si dans l'ensemble de ces dernières, elle ne représente qu'un simple cas particulier.

C'est la première hypothèse qui est la bonne. Pour établir ce point, il faut partir de la formule générale (53), où les coefficients $a', \ldots f''$ sont les données, et amener cette équation à la forme (56), en déterminant les constantes α, β, γ, δ ainsi que les coordonnées de la vrille fixe $\Phi(\lambda \ldots \rho)$ qui doit servir d'axe à l'heptasérie.

Dans ce but, écrivons les équations d'identification. On les voit se partager en trois doubles paires respectivement symétriques par rapport aux couples de variables l et p, m et q, n et r. Voici la première paire :

$$\left.\begin{aligned} \alpha\lambda' - \beta\lambda'' + \gamma\omega' + \delta\omega'' &= a' , \\ -\alpha\lambda'' - \beta\lambda' - \gamma\omega'' + \delta\omega' &= a'' , \\ \alpha\omega' - \beta\omega'' + \gamma\lambda' + \delta\lambda'' &= d' , \\ -\alpha\omega'' - \beta\omega' - \gamma\lambda'' + \delta\lambda' &= d'' . \end{aligned}\right\} \quad (57)$$

Ce sont ces formules et leurs analogues qui doivent fournir les inconnues $(\lambda' \ldots \rho'')$ et α, β, γ, δ. Si on leur adjoint les relations, semblables à (54) et (54'), qui doivent exister entre les coordonnées de la vrille $\Phi(\lambda' \ldots \rho'')$, le nombre des équations écrites est égal à celui des inconnues, 16 des deux côtés. Le problème est déterminé.

Pour résoudre effectivement le système (57), remarquons les combinaisons

$$\left.\begin{aligned} (\alpha + \beta i)(\lambda' + \lambda'' i) + (\gamma - \delta i)(\omega' + \omega'' i) &= a' - i a'' , \\ (\alpha + \beta i)(\omega' + \omega'' i) + (\gamma - \delta i)(\lambda' + \lambda'' i) &= d' - i d'' , \end{aligned}\right\} \quad (58)$$

et leurs congénères.

Soit, pour abréger

$$a = a' - i a'' , \qquad d = d' - i d'' , \qquad \lambda = \lambda' + \lambda'' i ,$$
$$\omega = \omega' + \omega'' i , \qquad A = \alpha + \beta i , \qquad \Pi = \gamma - \delta i , \ldots ;$$

posons encore $\eta^2 = 1$, ou $\eta = \pm 1$; alors les trois systèmes analogues à (58) se résument dans cet autre système

$$\left.\begin{aligned} (A + \Pi\eta)(\lambda + \eta\omega) &= a + d\eta , \\ (A + \Pi\eta)(\mu + \eta\chi) &= b + e\eta , \\ (A + \Pi\eta)(\nu + \eta\varrho) &= c + f\eta . \end{aligned}\right\} \quad (59)$$

Nous savons que les inconnues $\lambda, \ldots \rho$ doivent vérifier les conditions

$$\sum (\lambda^2 + \omega^2) = 1 \ , \qquad \sum \lambda\omega = 0 \ ,$$

ou encore

$$\sum (\lambda + \eta\omega)^2 = 1 \ ;$$

en comparant cette relation avec le système (59), on voit que les indéterminées $\Lambda = \alpha + \beta i$, $\Pi = \gamma - \delta i$ ont à vérifier l'équation

$$(\Lambda + \Pi\eta)^2 = (a + d\eta)^2 + (b + e\eta)^2 + (c + f\eta)^2 \ ,$$

pour les deux valeurs $\eta = \pm 1$.

La formule précédente contient la solution du problème. En décomposant, pour chaque valeur de η, les deux membres en leurs parties réelles et imaginaires, on trouvera les inconnues Λ, Π puis α, β, γ, δ au moyen de deux extractions de racines carrées.

Des quatre valeurs distinctes qu'on trouve ainsi pour Λ et Π, deux ne se différencient que par un changement de signe, lequel est insignifiant. L'autre choix pour le signe des deux radicaux correspond à la transposition des quantités Λ et Π ; d'après le système (59), la dite transposition s'accompagne de celle des quantités λ, μ, ν, contre leurs conjuguées p, q, r.

Et ainsi, *toute heptasérie linéaire de vrilles admet comme définition géométrique la relation* (56). *Cette représentation est possible de deux manières, l'axe de l'heptasérie pouvant toujours être échangé contre son conjugué.*

De là, comme conséquence immédiate, l'équation réduite de l'heptasérie linéaire.

Prenons comme corps initial du système de repère un des corps contenus dans la vrille Φ $(\lambda, \ldots \rho)$, et plaçons l'axe OX_1 du trièdre T suivant l'axe de cette même vrille. Ces prescriptions nous donnent, pour les deux valeurs du signe $\pm$,

$$\lambda \pm \omega = 1 \ , \qquad \mu \pm \chi = 0 \ , \qquad \nu \pm \varrho = 0 \ ,$$

ou encore

$$\lambda' = 1 \ , \qquad \lambda'' = \mu' = \mu'' = \ldots \omega' = \omega'' = \ldots \varrho' = \varrho'' = 0 \ .$$

Ainsi les valeurs $\mathfrak{a}$, $\mathfrak{b}$, $\mathfrak{c}$, $\mathfrak{d}$, se réduisent respectivement à l', l'', p', p'', et l'équation de l'heptasérie devient elle-même

$$a'l' + a''l'' + d'p' + d''p'' = 0 \ ,$$

ou encore, si on préfère exprimer cette équation en fonction des coordonnées plückériennes sous leur seconde forme ([1])

$$a''L' + a'L'' - b''P' - b'P'' = 0 \ . \tag{60}$$

J'écrirai encore cette équation comme suit

$$(aL)'' = (bP)'' \ . \tag{61}$$

en posant $a = a' + a''i$, $b = b' + ib''$, et en désignant par $(xy)''$ la partie imaginaire d'un produit de deux facteurs complexes.

Pour terminer cette rapide esquisse des propriétés de l'heptasérie linéaire, je vais en étudier d'un peu plus près la structure, en partant de la formule réduite (60) ou (61).

Cherchons le lieu des vrilles qui font partie de l'heptasérie et contiennent en même temps un corps donné quelconque; désignons par C le corps, et par x_k ses quatre coordonnées complexes.

Nous avons vu au paragraphe X, formules (18), comment s'exprime le fait que C est l'un des corps de la vrille V (L,... R). En transportant dans l'équation de l'heptasérie (60) les valeurs des quantités P′ et P″, déduites de la première des formules (18), il est clair que le résultat sera de la forme

$$\alpha'L' + \alpha''L'' + \beta'M' + \beta''M'' + \gamma'N' + \gamma''N'' = 0 \ , \tag{62}$$

et ceci est l'équation d'un complexe linéaire de droites ([2]).

Donc, *toutes les vrilles de l'heptasérie linéaire qui passent par un corps* C *donné à volonté, admettent pour axes les droites d'un certain complexe linéaire* Γ. *Le complexe étant construit, il suffira de vriller le corps* C *autour de ses différentes arêtes pour*

[1]) On a donc $L = l + p$, $P = l - p$, etc., et, comme toujours, $L = L' + iL''$.

[2]) La même propriété aurait lieu si on cherchait le lieu de l'axe des vrilles, non plus dans l'espace, mais dans le corps initial P_0.

obtenir l'ensemble des ∞^3 vrilles de l'heptasérie qui rencontrent C.

La propriété qui correspond à la précédente par dualité s'énonce: *toutes les vrilles de l'heptasérie qui sont contenues dans un vrilloïde donné admettent pour axes les arêtes d'un certain complexe linéaire* Γ'. Qu'on vrille le pôle du vrilloïde autour de toutes les arêtes du nouveau complexe, puis qu'on retourne bout pour bout chacune des vrilles ainsi engendrées, le système final sera contenu en entier tant dans l'heptasérie que dans le vrilloïde.

Reprenons le corps C et le complexe Γ qui lui est associé par l'intermédiaire de l'heptasérie fondamentale. Si C varie, Γ varie de son côté, et comme C occupe ∞^6 positions, on trouve aussi ∞^6 complexes Γ. Or l'espace ne renferme que ∞^5 complexes au total; il faut donc que le même complexe se reproduise au moins ∞^1 fois.

En réalité, chacun des complexes linéaires associés à l'heptasérie se reproduit à ∞^2 exemplaires; c'est dire que l'ensemble de tous ces complexes n'en renferme que ∞^4 au lieu de ∞^5.

Pour mettre ceci en évidence, remarquons que les constantes $\alpha', \alpha'' \ldots \gamma''$ qui caractérisent Γ dépendent du corps C, c'est-à-dire des coordonnées x_k, par l'intermédiaire de la première équation (18). Et dans celle-ci figurent seulement les trois combinaisons

$$\left.\begin{aligned} u = x_0^2 + x_1^2 - x_2^2 - x_3^2 \,, \qquad v = 2(x_0x_3 + x_1x_2) \,, \\ w = 2(x_1x_3 - x_0x_2) \,, \end{aligned}\right\} \quad (63)$$

entre lesquelles règne l'identité

$$u^2 + v^2 + w^2 = (x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^2 = 1 \,.$$

Ainsi l'équation de Γ contient deux paramètres complexes, et non pas trois, et au total, nous avons quatre constantes réelles au lieu des six qu'on attendait.

Les égalités (63) entraînent les conséquences

$$\left.\begin{aligned} vx_0 + wx_1 - (1 + u)x_3 = 0 \,, \\ wx_0 - vx_1 + (1 + u)x_2 = 0 \,. \end{aligned}\right\} \quad (64)$$

Ce sont les équations d'une vrille Ψ, fonction du couple u, v.

Quand le corps C décrit la précédente vrille, le complexe associé à ce corps par l'intermédiaire de l'heptasérie ne change pas.

Comme on a, pour l'équation du complexe Γ,

$$(aL)'' = (bP)'' , \qquad \text{et} \qquad P = Lu + Mv + Nw ,$$

c'est-à-dire

$$(UL)'' + (VM)'' + (WN)'' = 0 , \tag{65}$$

avec

$$U = bu - a , \qquad V = bv , \qquad W = bw , \tag{66}$$

il est facile, d'après ces formules, de se faire une idée de la construction de l'heptasérie fondamentale.

Rappelons que les variables sont les deux quantités *complexes* u et v, et que, pour abréger, on a fait $w = \sqrt{1 - u^2 - v^2}$.

Prenons sur chaque vrille Ψ (u, v, w), d'équations (64), un corps quelconque, bien déterminé ; il suffira de vriller ce corps autour des ∞^3 arêtes du complexe associé (65), pour obtenir toutes les vrilles de l'heptasérie linéaire ; elles sont au nombre de $\infty^4 \times \infty^3 = \infty^7$, comme il convient. L'heptasérie se reproduirait à ∞^2 exemplaires, si au lieu de retenir un seul des corps de chaque vrille Ψ, on employait, dans la construction, tous les corps appartenant à chacune.

A l'égard de la vrille Ψ, il est aisé de voir que ses coordonnées plückériennes valent

$$L = u , \qquad M = v , \qquad N = w ;$$
$$P = 1 , \qquad Q = 0 , \qquad R = 0 ,$$

tandis que la vrille Φ qui occupe l'axe de l'heptasérie a pour coordonnées

$$L = 1 , \qquad M = 0 , \qquad N = 0 ;$$
$$P = 1 , \qquad Q = 0 , \qquad R = 0 .$$

De là résulte immédiatement que la vrille Ψ est superposable à la vrille-axe Φ ; on l'obtient en transportant cette dernière dans l'espace, sans déformation, de manière que son axe tombe sur un vecteur quelconque u, v, w, choisi à volonté.

Les explications précédentes donnent une idée suffisante du mode de construction de l'heptasérie linéaire ; cette construc-

tion se rattache intimement à celle du faisceau (65) de complexes linéaires Γ, lequel est du second degré.

Mais de plus amples détails sur cette question spéciale, en m'écartant des éléments de la théorie des corps solides, des vrilles et des vrilloïdes, m'entraîneraient au delà des bornes que je veux conserver à ce mémoire; son seul objet était l'étude des principes de la Géométrie imaginaire.

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

DE LA

FORMULE DE LORENTZ-EINSTEIN

par les Rayons cathodiques de grande vitesse

PAR

C.-E. GUYE et Ch. LAVANCHY

I. — Introduction [1]

Dans les théories actuelles, la masse ou coefficient d'inertie des corpuscules en mouvement est considérée comme une quantité variable, fonction de la vitesse. Cette variation du coefficient d'inertie se met généralement sous la forme

$$\mu = \mu_0 \varphi(\beta) ,$$

μ_0 désignant la masse d'un corpuscule infiniment lent ; μ, la masse d'un corpuscule de vitesse β ; cette vitesse étant rapportée à celle de la lumière prise comme unité.

Généralement on détermine cette fonction φ en faisant des hypothèses particulières sur la nature de l'électron. A ce propos, deux théories, celle d'Abraham et celle de Lorentz-Einstein, ont été plus particulièrement envisagées.

La *théorie d'Abraham* [2] suppose, comme on sait, l'électron sphérique, indéformable et chargé uniformément soit en surface, soit en volume.

[1]) Les premiers résultats de ce travail ont été communiqués à la Société de phys. et d'hist. nat. de Genève, le 1er juillet 1915, *Arch. des sc. phys. et nat.*, *40*, 1915, p. *166* : aux *C. R. de l'Ac. des Sc de Paris*, le 19 juillet 1915; *C. R. 161*, 1915, p. *52*, et à la Soc. helv. des sc. nat. le 14 sept. 1915, *Arch. des sc. phys. et nat. 40*, 1915, p. *334*.

[2]) Abraham, *Ann. d. Phys.*, *10*, 1903, p. 105.

La *théorie de Lorentz* (1), au contraire, est basée sur l'hypothèse de la déformation des corpuscules en mouvement. L'auteur a été conduit à formuler cette hypothèse hardie en cherchant à expliquer les résultats apparemment négatifs des expériences de Michelson et de Morley (2), et plus tard les résultats des travaux de Rayleigh (3) et de Brace (4). L'électron qui, au repos est une sphère, subirait sous l'influence d'une translation, une contraction telle que son rayon primitif R deviendrait: $R\sqrt{1-\beta^2}$ dans la direction du mouvement (β étant la vitesse de translation rapportée à celle de la lumière prise comme unité); les rayons perpendiculaires à cette direction ne seraient pas modifiés.

D'autre part, M. Einstein (5) a montré que le *principe de relativité* conduit à une variation de masse des corpuscules identique à celle donnée par la théorie de Lorentz (6).

L'importance, pour l'établissement des théories électroniques, de la vérification de l'une ou de l'autre de ces hypothèses explique et justifie les recherches effectuées depuis plusieurs années, soit sur les rayons β du radium, soit sur les rayons cathodiques de grande vitesse.

Tous ces travaux ont pour but l'étude de la variation, en fonction de la vitesse, de la *masse transversale*, qui est, comme on sait, le coefficient d'inertie considéré dans le cas où la force agissant sur l'électron est normale à la trajectoire. La fonction φ qui exprime cette variation prend, dans ce cas, l'une des deux formes bien connues :

Hypothèse d'Abraham :

$$\varphi(\beta) = \frac{3}{4\beta^2}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right];$$

(1) Lorentz, *Proceedings Acad. Sc. Amsterdam*, *6*.

(2) Michelson et Morley, *American Journal of Science*, *34*, 1887, p. 333; *Phil. Mag. 24*, 1887, p 449.

(3) Rayleigh. *Phil. Mag. 4*, 1902, p. 673.

(4) Brace. *Phil. Mag. 7*, 1904, p. 317.

(5) Einstein, *Ann. d. Phys.*, *17*, 1905, p. 891.

(6) A ces deux hypothèses, il faut en ajouter une troisième, celle émise par Bucherer et Langevin et basée sur une déformation à volume constant des corpuscules.

Hypothèse de Lorentz-Einstein.

$$\varphi(\beta) = [1 - \beta^2]^{-1/2}.$$

Un développement en série de ces deux expressions montrerait que leur comparaison porte sur un terme du deuxième degré en β. On comprend dès lors que peu de travaux soient suffisamment précis pour permettre la discussion de ces théories. Rappelons brièvement les méthodes employées et les résultats obtenus dans ces recherches antérieures.

1. — *Travaux effectués sur les rayons β du radium.*

De 1902 à 1906, M. Kaufmann (1) a donné les résultats de ses recherches dans une série de communications.

Dans ces expériences, les rayons émis par un grain de bromure de radium sont déviés simultanément, dans deux directions perpendiculaires, par deux champs; un champ électrique et un champ magnétique. En vertu de la nonhomogénéité du faisceau de rayons β, cette double déviation détermine sur une plaque photographique une courbe continue. Par le renversement du champ électrique, on obtient une seconde courbe symétrique de la première. Ce sont les coordonnées de ces deux courbes (approximativement paraboliques) que M. Kaufmann mesurait au microscope. Ces mesures combinées avec celles des champs déviants donnèrent des résultats ne vérifiant pas la formule de Lorentz-Einstein, mais concordant bien soit avec la théorie d'Abraham, soit avec celle de Bucherer-Langevin.

Les recherches très soignées de M. Kaufmann ont provoqué de nombreuses discussions (2) auxquelles ont pris part spécialement MM. Planck, Stark, Heil. M. Heil (3) conclut de son analyse, que les mesures de M. Kaufmann n'arrivent à vérifier la

1) Kaufmann, *Ann. d. Phys.*, *19*, 1906, p. 497.

2) Ces discussions ont porté spécialement sur le calcul du champ électrique et sur l'ionisation possible des gaz résiduels entre les plateaux du condensateur chargés à une différence de potentiel de 2,500 à 3000 volts.

3) Heil, Dissertation, Berlin, 1909.

théorie d'Abraham, plutôt que celle de Lorentz, qu'à la condition d'admettre, d'une part, une valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ égale à 1.84×10^7 et, d'autre part, une erreur possible d'environ 4 % sur les mesures de la tension aux plateaux du condensateur produisant la déviation électrique.

En 1908, M. *Bucherer* (1) a entrepris, par une méthode différente, de nouvelles recherches sur les rayons β. Le faisceau produit par un grain de fluorure de radium passe d'abord dans une première région où il est soumis à l'action simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique homogènes. Sous l'influence de ces deux champs, d'une disposition et d'une intensité telles que leurs actions se compensent, les corpuscules conservent, dans cette région, une trajectoire rectiligne. Puis dans une seconde région le champ électrique est supprimé, le champ magnétique homogène agissant seul ; le faisceau y décrit alors une trajectoire circulaire. La déviation ainsi obtenue s'enregistre sur un film photographique. La connaissance des champs, la mesure de la déviation du faisceau et celle de la distance séparant le film photographique des bords du condensateur permettent de calculer par les formules théoriques, soit d'Abraham, soit de Lorentz-Einstein, la vitesse β et la valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ correspondante. L'hypothèse exacte sera évidemment celle qui donnera pour $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$, ainsi déterminé, une valeur constante. De ses expériences, M. Bucherer conclut à l'exactitude de la théorie de Lorentz-Einstein.

Ces recherches ont donné lieu à une longue polémique entre leur auteur et M. Bestelmeyer (2).

D'après M. Bestelmeyer, un seul travail effectué avec un seul appareil, était insuffisant pour autoriser l'auteur à formuler une conclusion aussi précise sur une théorie d'une telle importance.

(1) Bucherer, *Phys. zeit*, *9*, 1908, p. 755 ; *Verhanal d. D. Phys. Gesell.* *10*, 1908. p. 698 ; *Ann. d. Phys.*, *28*, 1909, p. 513.

(2) Voir spécialement Bestelmeyer. *Ann. d. Phys.*, 30. 1909, p. 166 et 32, 1910, p. 231 ; et Bucherer, *Ann. de Phys*, *30*, 1909, p. 974.

C'est dans le but de compléter ces recherches en s'inspirant des critiques résumées ci-dessus, que M. Neumann [1], à l'instigation de M. Schaefer, a repris la méthode et le dispositif, de M. Bucherer, modifié dans ses détails seulement. Les résultats de ce travail vérifièrent à nouveau, et avec une plus grande exactitude, la formule de Lorentz-Einstein dans des limites de vitesses comprises entre $\beta = 0.4$ et $\beta = 0.7$. L'auteur constate une moins grande concordance pour la région $\beta = 0.7$ à $\beta = 0.8$, sans cependant arriver à l'expliquer. Par une discussion détaillée de ses expériences, l'auteur montre que, pour les grandes vitesses tout au moins, les erreurs de pointé nécessaires pour passer d'une théorie à l'autre paraissent absolument inadmissibles, étant donnée la précision des mesures.

2. — *Travaux effectués sur les rayons cathodiques.*

Indépendamment des recherches de M. Stark [2] qui n'avaient pas été effectuées sur des rayons de vitesse suffisamment grande pour permettre la discussion des théories en présence, et qui n'avaient d'ailleurs pas d'autre but que de mettre en évidence la variation de la masse de l'électron avec la vitesse, trois travaux, dont les résultats ont été publiés presque simultanément, ont été entrepris pour étudier la loi de cette variation sur des rayons cathodiques de grande vitesse.

Le premier en date est celui de M. *Proctor* [3]. Le faisceau cathodique, produit par une machine statique, était dévié successivement par un champ électrique et un champ magnétique. La masse et la vitesse des rayons se déduisaient de la connaissance des champs déviants et de la mesure au cathétomètre des déviations électrique et magnétique. Ces recherches, effectuées sur des rayons cathodiques de vitesses comprises entre 12 et 43 % de la vitesse de la lumière, conduisent leur auteur à con-

[1]) Neumann, *Ann. de Phys*, *45*. 1914, p. 529. Voir aussi Schaeffer, *Verh. d. D. Phys. Gesell. 15*, 1915, p. 935 et *Phys. Zeit.*, *14*. 1913, p. 1117.

[2]) Stark, *Verh. d. D. Phys. Gesell.*, *5*, 1903, p. 241.

[3]) Protector, *Phys. Review.*, *30*, 1910, p. 53.

clure à l'exactitude, aux erreurs d'expérience près, de la formule d'Abraham, celle de Lorentz étant, selon son avis, indiscutablement fausse.

M. *Hupka* [1], au contraire, en mesurant, d'une part, le potentiel de décharge à la cathode et, d'autre part, la déviation obtenue par un champ magnétique d'intensité connue, a trouvé une très grande concordance entre ses résultats et la formule de Lorentz-Einstein, et cela dans de grandes limites de vitesse (de $\beta = 0.35$ à $\beta = 0.53$). Mais ses recherches ont donné lieu à de graves critiques de la part de M. Heil [2]. Cet auteur a montré qu'il suffirait d'une erreur dans la mesure du potentiel de décharge de $\pm$ 80 volts, erreur prise d'une façon systématique, pour amener la coïncidence des résultats de M. Hupka, avec l'une ou l'autre des deux théories. M. Heil a en outre calculé à nouveau, d'après les dimensions des appareils, la valeur des déviations produites sur le fond du tube par le champ magnétique. La différence de grandeur entre ces déviations observées et calculées serait voisine de 10 %. Il y aurait donc là une erreur systématique inexpliquée. De l'ensemble de son analyse, M. Heil conclut que les recherches de M. Hupka ne peuvent être considérées comme vérifiant la théorie de Lorentz-Einstein [3].

Dans leurs recherches, MM. *C.-E. Guye* et *S. Ratnowsky* [4] ont utilisé les déviations électrique et magnétique successives du faisceau cathodique produit par une source alternative utilsée de telle façon qu'elle donnait aux bornes du tube un potentiel de décharge à peu près constant. Mais, afin de rendre leurs résultats plus comparables, ils ramenaient le faisceau à une déviation toujours la même. Ainsi, les corpuscules suivaient des trajectoires identiques, et, pour des mesures précises, il n'était plus nécessaire de faire intervenir dans les calculs la connaissance des champs magnétique et électrique, en chaque point de la trajectoire. Les résultats de ces expé-

[1]) Hupka, *Ann. d. Phys.*, *31*, 1910, p. 169; *Verh. d. D. Phys. Ges.*
[2]) Heil, *Ann. d. Phys* *31*, 1910, p. 519.
[3]) « Mit Hupkaschen Messungen Weder die Relativ theorie noch die Kugeltheorie vereinbar ist ». (Loc. cit. p. 530).
[4]) C. E. Guye et S. Ratnowsky, *C. R. de l'Acad. des Sc.*, *150*, 1910, p. 326; *Arch. des Sc. Phys. et nat.*, *31*, 1911, p. 293.

riences incompatibles avec la formule d'Abraham ne vérifiaient qu'imparfaitement celle de Lorentz-Einstein.

Ainsi, de ces trois travaux effectués sur les rayons cathodiques, l'un, celui de M. Hupka, paraît, à première vue, vérifier avec beaucoup d'exactitude la formule de Lorentz-Einstein ; un second, celui de M. Proctor, correspond plutôt à la théorie d'Abraham et pas du tout à celle de Lorentz-Einstein ; tandis que le troisième, celui de MM. C.-E. Guye et S. Ratnowsky, donne des résultats voisins de la formule de Lorentz-Einstein et nettement incompatibles avec celle d'Abraham.

Donc, pour les rayons cathodiques, la vérification des hypothèses relatives à la variation de la masse en fonction de la vitesse méritait d'être reprise; il y avait un grand intérêt à tenter de nouvelles déterminations. Ce sont les résultats de ces recherches, entreprises au printemps 1913 au Laboratoire de l'Université de Genève, que nous publions aujourd'hui. Ces résultats, comme on le verra plus loin, vérifient la formule de Lorentz-Einstein avec une grande exactitude dans les limites de vitesse comprises entre 23 et 48 % de celle de la lumière.

II. — Méthode

Le succès de mesures de haute précision est intimément lié au choix de la méthode employée. Écartant d'emblée celles qui nécessitent la mesure de très hauts potentiels, nous avons adopté après l'avoir modifiée convenablement la méthode des *trajectoires identiques* proposée antérieurement par l'un de nous et qui a fait l'objet d'un premier travail en collaboration avec M. Ratnowski [1]. Le développement qu'en ont donné ces auteurs dans le mémoire déjà cité, nous autorise à n'en faire ici qu'un résumé succinct, avant d'exposer les modifications que nous y avons apportées.

1. — *Méthode des « trajectoires identiques ».*

On démontre aisément que, dans un *champ magnétique*, des électrons de vitesse différente peuvent être amenés à suivre

[1] C.-E. Guye et S. Ratnowsky. *loc. cit.*

rigoureusement une même trajectoire. Il suffit pour cela que l'on ait, pour chaque point de la trajectoire, la relation suivante :

$$\text{(I)} \qquad \frac{I}{\mu v} = \frac{I'}{\mu' v'}$$

reliant les masses μ et μ' de deux faisceaux cathodiques de vitesse v et v' et les intensités I et I' du courant produisant le champ magnétique [1] déviant.

Dans un champ magnétique, la force agissante est toujours normale à la trajectoire, les corpuscules d'un même faisceau ne sont soumis durant tout leur parcours à aucune accélération tangentielle ; ils conservent donc, en tous les points de cette trajectoire, une même vitesse, par conséquent aussi une même masse. Les quantités μ et v sont donc des constantes pour un même faisceau. Il en est de même de μ' et v' relatifs au second faisceau.

Dans un *champ électrique* obtenu entre deux plateaux parallèles, au contraire, la force agissante n'est plus tout à fait normale à la trajectoire ; les corpuscules ne conserveront donc ni une vitesse, ni une masse rigoureusement constantes le long de cette trajectoire. En négligeant [2] ces variations, et en admettant d'autre part que le champ est bien, en chaque point, proportionnel à la tension des plateaux [3], on peut considérer comme pratiquement identiques les trajectoires de deux faisceaux animés de vitesses différentes. Il suffit pour cela que les masses μ et μ' de deux faisceaux cathodiques de vitesse v et v' et les tensions V et V' produisant le champ électrique déviant soient liées, pour chaque point de la trajectoire, par la relation :

$$\text{(II)} \qquad \frac{V}{\mu v^2} = \frac{V'}{\mu' v'^2}$$

[1]) Champ magnétique obtenu évidemment par un enroulement sans fer

[2]) Ces variations sont bien au-dessous des limites des erreurs d'expériences lorsque les déviations ne sont pas par trop grandes, comme un calcul approximatif nous l'a montré.

[3]) Donc en ne tenant pas compte de l'altération du champ par les phénomènes d'ionisation qui, au degré de vide de nos expériences sont très vraisemblablement sans influence.

Donc, en résumé, des faisceaux de vitesse différente peuvent être amenés à suivre, pratiquement dans un champ électrique, rigoureusement dans un champ magnétique, des trajectoires identiques. Expérimentalement, la chose n'offre pas de difficulté: il suffit de ramener ces faisceaux quelle qüe soit leur vitesse à une déviation magnétique et électrique constante.

Dans ce cas, les formules (I) et (II) conduisent aux relations tout à fait générales :

(III) $$\frac{v}{v'} = \frac{IV'}{VI'},$$

(IV) $$\frac{\mu}{\mu'} = \frac{VI'^2}{I^2V'},$$

absolument indépendantes des valeurs particulières des intégrales de champ.

Les rapports $\frac{\mu'}{\mu}$ et $\frac{v'}{v}$ s'obtiendront ainsi par *la comparaison des valeurs relatives de deux intensités et de deux différences de potentiel.*

La comparaison des résultats expérimentaux avec les formules théoriques nécessite d'une part la connaissance de la valeur absolue d'une vitesse que nous appellerons *vitesse de comparaison*, laquelle permettra de déterminer la valeur absolue de toutes les autres au moyen de la formule III et d'autre part la connaissance, pour cette vitesse de comparaison, de la valeur absolue de l'expression $\frac{\mu}{\mu_0}$ (les autres valeurs de $\frac{\mu'}{\mu_0}$ se déduisant ensuite de l'équation IV).

La détermination de la vitesse de comparaison s'obtiendra au moyen de l'équation bien connue :

(V) $$U\varepsilon = \frac{1}{2}(\mu)v^2,$$

équation reliant la charge ε, la masse cinétique (μ) et la vitesse v d'un corpuscule cathodique au potentiel de décharge U dans le tube. On en tire immédiatement :

(V') $$v = \sqrt{2U\frac{\varepsilon}{(\mu)}}.$$

Il suffit donc de connaître U et $\frac{\varepsilon}{(\mu)}$ pour obtenir la valeur de la vitesse de comparaison.

Des considérations pratiques développées dans la partie expérimentale de ce travail nous ont conduits à prendre, pour cette détermination, un chemin un peu différent, suivi du reste déjà par MM. C.-E. Guye et S. Ratnowsky, et dont nous ne donnons ici que le résumé.

On sait en effet que les déviations électrique et magnétique sont liées à la masse μ, à la vitesse v et à la tension V ou à l'intensité I par les formules suivantes :

$$\text{(VI)} \qquad \begin{aligned} x &= A\,\frac{\varepsilon V}{\mu v^2} \qquad \text{(déviation électrique)}, \\ y &= B\,\frac{\varepsilon I}{\mu v} \qquad \text{(déviation magnétique)}, \end{aligned}$$

dans lesquelles A et B sont les intégrales des champs électrique et magnétique, constantes pour une trajectoire déterminée et définies par les équations :

$$A = \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} F_1\,dx \;, \qquad B = \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H_1\,dx \;,$$

dans lesquelles F_1 et H_1 sont les champs électrique et magnétique correspondant respectivement à $V = 1$ et $I = 1$. En combinant la première de ces relations avec l'équation (V), on en tire immédiatement la valeur de A, ainsi qu'une nouvelle expression de la vitesse v :

$$\text{(VII)} \qquad A = 2\,\frac{U}{V}\,\frac{\mu}{(\mu)}\,x \,,$$

$$\text{(VIII)} \qquad v = \sqrt{\frac{A}{x}\,\frac{\varepsilon}{\mu_0}\,\frac{\mu_0}{\mu}\,V} \,.$$

C'est au moyen de cette formule que nous avons calculé la vitesse de comparaison. Une série de mesures préliminaires nous permettait de déterminer A, constante que nous introduisions ensuite dans la formule (VIII).

Donc, en définitive, v ne dépendait que du produit des valeurs absolues de

$$U, \frac{\varepsilon}{\mu_0}, \frac{\mu}{(\mu)} \text{ et de } \frac{\mu_0}{\mu}.$$

Le potentiel était lu à l'électromètre. La valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ est connue actuellement d'une façon suffisamment exacte. Enfin, les formules théoriques nous donnaient les valeurs de $\frac{\mu}{(\mu)}$ et $\frac{\mu}{\mu_0}$ relatives à chacune des deux hypothèses. Ainsi la vitesse v pouvait être calculée dans le cas de rayons lents avec une bonne approximation. Il importe de remarquer que *cette détermination doit se faire aux petites vitesses* ; car ce n'est que dans ces conditions seulement que les coefficients d'inertie sont voisins de μ_0 et très peu différents suivant l'hypothèse considérée ; et surtout que le potentiel de décharge, encore relativement peu élevé, peut être mesuré avec une précision suffisante.

En possession d'une vitesse de comparaison v et de la valeur théorique de $\frac{\mu}{\mu_0}$ correspondante, il était facile de calculer ensuite par les formules (III) et (IV) toutes les autres valeurs de v' et de $\frac{\mu'}{\mu_0}$ pour l'ensemble des expériences, donc de comparer nos résultats expérimentaux aux formules théoriques.

2. — *Modifications apportées à la méthode.*

Deux avantages principaux caractérisaient la méthode résumée ci-dessus : elle éliminait la mesure des hauts potentiels, puisque la détermination de la vitesse de comparaison se faisait au moyen de rayons lents ; et elle n'exigeait pas la connaissance des intégrales de champs, puisque le faisceau, quelle que fût sa vitesse, traversait des champs semblables. Elle était donc particulièrement bien adaptée à des *mesures comparatives* exactes.

Mais il subsistait deux inconvénients importants inhérents au principe de la méthode elle-même, et signalés déjà du reste par ses auteurs : l'erreur sur le pointé pouvait, sur une mesure isolée, atteindre environ $1\,{}^1/_2\,{}^0/_0$ [1] ; et surtout la méthode ne

[1]) Avec le nouveau dispositif, chaque mesure isolée pouvait se faire avec une sensibilité voisine du $^1/_{300}$.

permettait pas des déterminations rapides (1), la variation de dureté du tube au cours d'une même expérience constituant une difficulté importante des recherches sur les rayons cathodiques de grande vitesse. Nous avons donc cherché, tout en lui conservant ses avantages, à perfectionner la méthode précédente de façon à augmenter le plus possible et la rapidité des déterminations et la précision du pointé. Nous y sommes parvenus en substituant un *enregistrement photographique rapide* aux tâtonnements que nécessitaient quatre lectures directes et successives correspondant à des déviations rigoureusement les mêmes.

Cet enregistrement photographique entraîne un nouvel examen de la méthode des trajectoires identiques. En effet, pour assurer la rapidité des déterminations, nous ne ramenions plus le faisceau à une déviation rigoureusement constante, mais *presque constante*; les trajectoires n'étaient donc plus rigoureusement identiques, mais *presque identiques*.

Le raisonnement que nous avons fait plus haut admettait la constance des intégrales de champ. Il n'est donc plus applicable en toute rigueur dans ce nouveau cas, puisque ces intégrales dépendent des trajectoires elles-mêmes. Nous avons ainsi dû entreprendre une étude expérimentale et préalable de la variation de ces intégrales en fonction de la déviation. Cette étude, détaillée du reste plus loin, nous a montré que nous pouvions considérer encore *dans le cas de déviations presque constantes* les quantités A et B comme pratiquement constantes. (2)

Établissons maintenant nos formules fondamentales en par-

$$\text{(IX)} \qquad \left. \begin{aligned} x &= \mathrm{A}\,\frac{\varepsilon \mathrm{V}}{\mu v^2} \\ x' &= \mathrm{A}'\,\frac{\varepsilon \mathrm{V}'}{\mu' v'^2} \end{aligned} \right\} \quad \text{(déviation électrique),}$$

1) Une série de déterminations qui dans le cas du travail précédent pouvait nécessiter un temps souvent très long se faisait presque instantanément par l'enregistrement photographique; notre dispositif permettait, en outre, comme on le verra, de contrôler les perturbations qui pouvaient se produire dans l'émission cathodique au cours d'une expérience.

2) Voir plus loin partie expérimentale.

tant des équations de déviation données déjà précédemment (équations VI). Pour deux faisceaux de vitesse v et v' suivant des trajectoires presque identiques, ces équations deviendront :

$$\text{(X)} \quad \left.\begin{aligned} y &= \mathrm{B}\,\frac{\varepsilon \mathrm{I}}{\mu v} \\ y' &= \mathrm{B}'\,\frac{\varepsilon \mathrm{I}'}{\mu' v'} \end{aligned}\right\} \text{(déviation magnétique),}$$

x et x' étant des déviations électriques (très voisines), V et V′ les tensions correspondantes; y et y' des déviations magnétiques (de même très voisines); I et I′ les intensités correspondantes.

Faisant en outre $\mathrm{A} = \mathrm{A}'$ et $\mathrm{B} = \mathrm{B}'$ d'après nos remarques précédentes, on tire aisément des relations ci-dessus les formules définitives suivantes et directement applicables à nos expériences :

$$\text{(XI)} \qquad \frac{v'}{v} = \frac{\mathrm{IV}'}{\mathrm{VI}'} \cdot \frac{xy'}{yx'} ,$$

$$\text{(XII)} \qquad \frac{\mu'}{\mu} = \frac{\mathrm{VI}'^2}{\mathrm{I}^2\mathrm{V}'} \cdot \frac{y^2x'}{xy'^2} .$$

Dans le calcul de nos expériences x, x', y, y' désignent les doubles déviations électriques et magnétiques.

Remarquons enfin que l'étude expérimentale des intégrales de champ A et B en fonction de la déviation permettrait d'utiliser la méthode dans des limites beaucoup plus larges.

En désignant par A_0 et A_n, B_0 et B_n les valeurs des intégrales de champ correspondant à des déviations x_0 et x_n (déviations électriques), et y_0 et y_n (déviations magnétique) on a les quatre formules

$$x_0 = \mathrm{A}_0\,\frac{\varepsilon}{\mu}\,\frac{\mathrm{V}}{v^2} , \qquad x_n = \mathrm{A}_n\,\frac{\varepsilon}{\mu'}\,\frac{\mathrm{V}'}{v'^2} ,$$

$$y_0 = \mathrm{B}_0\,\frac{\varepsilon}{\mu}\,\frac{\mathrm{I}}{v} , \qquad y_n = \mathrm{B}_n\,\frac{\varepsilon}{\mu'}\,\frac{\mathrm{I}'}{v'} .$$

D'où l'on peut tirer les équations (XI′) et XII′) qui sont une généralisation de nos équations (XI) et (XII)

(XI′) $$\frac{v'}{v} = \left[\frac{K}{L}\right] \frac{IV'x_0y_n}{VI'y_0x_n},$$

(XII′) $$\frac{\mu'}{\mu} = \left[\frac{L^2}{K}\right] \frac{VI'^2y_0^2x_n}{I^2V'x_0y_n^2}.$$

dans lesquelles

$$K = \frac{A_0}{A_n}, \qquad L = \frac{B_0}{B_n}.$$

Il est facile de voir qu'en faisant dans ces expressions $K = 1$, $L = 1$, $x_0 = x_n$ et $y_0 = y_n$, c'est-à-dire en envisageant le cas où les trajectoires sont pratiquement identiques, on retrouve nos formules (III) et (IV).

Les expressions générales nous donnent en outre des indications intéressantes sur l'influence de la variation des intégrales de champ. On remarque, en effet que les variations relatives L de la constante B interviennent à la puissance seconde dans le coefficient du rapport $\frac{\mu'}{\mu}$, tandis que les variations K de la constante A n'y figurent qu'à la première puissance.

(A suivre).

RÉSUMÉ MÉTÉOROLOGIQUE

DE L'ANNÉE 1915

POUR

GENÈVE ET LE GRAND SAINT-BERNARD

PAR

Raoul GAUTIER

Directeur de l'Observatoire de Genève

(Suite et fin[1])

V. Vents

Genève. — L'observation du vent se fait de deux manières différentes: 1° six fois par jour, à l'ancienne girouette, en exprimant la force du vent par les sept chiffres, de 0 à 6, de la demi-échelle de Beaufort; 2° au moyen de l'anémographe de Richard enregistrant automatiquement la direction et la vitesse du vent.

Le *tableau XIX* donne les résultats généraux du premier système d'observations. Il fournit, pour les différents mois et pour l'année, le nombre des calmes et le nombre de fois où le vent a été observé, avec la force 1 ou avec une force supérieure, dans chacune des seize directions de la rose des vents, le chiffre indiqué tenant compte du facteur (1 à 6) qui représente la force du vent.

Le *tableau XX* donne d'abord les nombres de cas de vent du nord-nord-est et du sud-sud-ouest et leurs rapports, puis la proportion des calmes. Il indique ensuite les résultats du deuxième système d'observation du vent au moyen de l'anémo-

[1]) Voir *Archives*, t. XLII, p. 217.

XIX. Vents observés. GENÈVE, 1915.

	Décemb. 1914	Janvier 1915	Février	Mars	Avril	Mai	Juin	Juillet	Août	Septembre	Octobre	Novembre	Décembre	Année météor.	Année civile
Calme .	28	6	11	4	18	27	23	11	31	48	37	18	11	262	245
N	2	4	2	14	10	6	10	3	11	41	7	1	3	111	112
NNE ..	33	74	31	121	106	58	61	51	65	28	125	41	60	794	821
NE....	10	7	6	11	9	9	10	11	11	12	11	14	9	121	120
ENE...	1	0	1	0	1	0	0	0	0	0	1	2	0	6	5
E......	5	5	0	1	6	3	5	4	3	4	2	10	1	48	44
ESE...	1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	1	0	4	3
SE	14	23	23	5	6	10	12	8	5	5	5	8	14	124	124
SSE ...	8	7	10	3	2	3	6	12	3	1	2	11	5	68	65
S......	6	8	3	7	2	1	3	3	6	3	1	3	4	46	44
SSW ..	75	65	58	45	19	38	24	53	32	8	12	48	58	477	460
SW ...	13	17	15	17	24	14	6	33	11	29	10	19	31	208	226
WSW .	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	4	2	6
W.....	7	13	12	5	3	8	8	10	8	4	3	8	19	89	101
WNW .	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	3	1	3	4
NW ...	4	2	4	7	7	3	5	6	13	8	2	5	11	66	73
NNW..	4	7	9	11	9	16	10	17	7	2	3	6	3	101	100

XX. Vents. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	VENTS			Calme s. 1000	Vitesse moyenne du vent km. par heure
	NNE.	SSW.	Rapport		
Décembre 1914.	45	94	0.48	151	5.85
Janvier 1915...	85	90	0.94	32	9.36
Février........	39	76	0.51	65	4.85
Mars..........	146	69	2.12	22	9.05
Avril	125	45	2.78	100	8.40
Mai...........	73	53	1.38	145	3.97
Juin	81	33	2.45	128	3.28
Juillet	65	89	0.73	59	5.37
Août.	87	49	1.78	167	5.01
Septembre.....	81	40	2.02	267	5.26
Octobre	143	23	6.22	199	6.76
Novembre	56	70	0.80	100	6.47
Décembre	72	93	0.77	59	6.11
Année météor..	1026	731	1.40	120	—
Année civile ...	1053	730	1.44	112	—

graphe de Richard. Il fournit, pour les différents mois de l'année, la *vitesse moyenne du vent* exprimée en *kilomètres par heure*, sans distinguer dans quelle direction soufflait le vent. On constate que les mois les plus calmes ont été ceux de juin puis de mai; les plus venteux ont été ceux de janvier et de mars. Au reste, l'année 1915, sans être très venteuse, l'a été cependant comme 1914, sensiblement plus que 1913.

Si l'on recherche encore, dans le même ordre d'idées, les jours pour lesquels la vitesse du vent a dépassé, en moyenne, *25 kilomètres à l'heure*, on en trouve huit dans l'année météorologique et neuf dans l'année civile. Ce sont tous des jours de *bise*, dont voici le tableau :

1915		Km. p. h.	Direction
19 janvier	....	26.0	NNE
28 »	...	32.5	»
9 mars	....	44.6	»
10 »	....	36.8	»
20 »	....	28 5	»
3 juillet	...	26.5	»
2 octobre	....	25.9	»
26 »	....	29.6	»
20 décembre	....	27.9	»

Le *tableau XXI* contient le relevé des jours de forte bise (NNE) et de fort vent du midi (SSW). Les nombres de jours de forte bise et de fort vent du midi, ceux-ci surtout, sont de nouveau très inférieurs cette année aux chiffres moyens, qui sont de 42 et de 44 d'après Plantamour.

XXI. GENÈVE, 1915.

Période	Nombre de jours de forte bise	fort vent du midi
Décembre 1914..	2	0
Janvier 1915....	3	1
Février.........	2	1
Mars...........	6	0
Avril	2	1
Mai	0	0
Juin	0	0
Juillet...... ...	3	2
Août...........	2	0
Septembre	0	0
Octobre	3	0
Novembre	0	2
Décembre	4	2
Année météorol.	23	7
Année civile ...	25	9

Grand Saint-Bernard. — La direction du vent est observée à la girouette placée sur le nouveau bâtiment; les observations se font trois fois par jour, en estimant la vitesse du vent, autant que faire se peut, suivant la demi-échelle de Beaufort:

Vu la situation de l'hospice sur le col, on n'y observe que deux vents, ceux qui correspondent aux grands courants du NE et du SW. Le calme s'observe plus rarement qu'à Genève; il y en a eu cependant sensiblement plus que d'ordinaire cette année et particulièrement plus qu'en 1914. Le *tableau XXII* fournit les résultats moyens de ces observations en ce qui concerne les deux courants, leurs rapports et les calmes.

VI. Pluie et neige

Le *tableau XXIII* fournit, pour *Genève*. les données relatives à l'eau tombée et, pour le *Grand Saint-Bernard*, celles relatives à la fois à la *pluie* et à la *neige*.

Il convient donc de compléter ces données, en ce qui concerne Genève, en indiquant ci-après les hauteurs de *neige* mesurées en 1915 à l'observatoire :

Neige a Genève en 1915

cm.					
13	en	janvier 1915.	en	4	jours
13	»	février	»	5	»
....	......	....			
1	»	décembre	»	1	»
26	dans	l'année météor.	en	9	jours
27	»	» civile	»	10	»

Depuis six ans il a peu neigé à Genève; cela a continué en 1915, mais la hauteur totale est, comme en 1914, un peu supérieure à celle des années antérieures, et surtout la neige a persisté une vingtaine de jours sur le sol pendant les mois de janvier et de février.

Le *tableau XXIV* indique les écarts entre les moyennes de

XXII. Vents. SAINT-BERNARD, 1915.

PÉRIODE	VENTS NE.	SW.	Rapport	Calme sur 1000
Décembre 1914...	49	78	0.63	97
Janvier 1915.....	135	45	3.00	75
Février..........	69	85	0.81	36
Mars	114	39	2.92	151
Avril	44	52	0.85	244
Mai	21	70	0.30	344
Juin	47	38	1.24	233
Juillet	59	34	1.74	333
Août............	67	10	6.70	366
Septembre........	62	44	1.41	278
Octobre	66	50	1.32	215
Novembre	71	73	0.97	211
Décembre	52	76	0.68	290
Année météorol..	804	618	1.30	216
Année civile	807	616	1.31	233

XXIII. Pluie et neige. 1915.

PÉRIODE	GENÈVE Nombre de jours	Eau tombée	Nombre d'heures	SAINT-BERNARD Nombre de jours	Eau tombée	Hauteur de la neige
		mm			mm	cm
Décembre 1914. .	18	158.0	119	15	145.9	192
Janvier 1915.. .	19	82.3	87	23	205.6	274
Février	15	91 2	78	18	115.3	184
Mars...	15	64.0	75	12	95.4	120
Avril	12	72.5	74	12	147.8	120
Mai............	18	95.8	76	14	78.7	31
Juin..........	17	96.5	63	15	106.1	1
Juillet	11	94.1	46	14	187.1	7
Août............	14	102.0	44	11	79.5	4
Septembre.......	9	74.0	51	10	139 1	102
Octobre	10	43.0	41	7	93.9	39
Novembre	14	121.6	86	17	128.1	167
Décembre	20	64.4	87	20	193.1	255
Hiver	52	331.5	284	56	466.8	650
Printemps...... .	45	232 3	225	38	321.9	271
Eté.............	42	292 6	153	40	372.7	12
Automne.	33	238.6	178	34	361.1	308
Année météorol .	172	1095.0	840	168	1522.5	1241
Année civile	174	1001.4	808	173	1569.7	1304

XXIV. Écarts avec les moyennes de précipitations. 1915.

PÉRIODE	GENÈVE		GRAND ST-BERNARD	
	Jours de pluie	Eau tombée	Jours de pluie	Eau tombée
		mm		mm
Décembre 1914...	+ 9	+ 107.0	+ 7	+ 72.8
Janvier 1915.....	+ 9	+ 33.5	+ 12	+ 76.5
Février	+ 7	+ 54.7	+ 9	+ 21.7
Mars............	+ 5	+ 16.8	+ 1	- 1.5
Avril	+ 1	+ 15.7	+ 1	+ 27.7
Mai.............	+ 6	+ 16.6	+ 3	- 41.3
Juin	+ 6	+ 20.6	+ 5	+ 4.7
Juillet	+ 2	+ 23.3	+ 5	+ 112.0
Août............	+ 4	+ 21.6	+ 2	- 6.3
Septembre	- 1	- 20.3	+ 1	+ 23.1
Octobre.........	- 2	- 58.0	- 3	- 48.4
Novembre.......	+ 3	+ 47.6	+ 7	+ 29.6
Décembre.	+ 11	+ 13.4	+ 12	+ 120.0
Hiver...........	+ 25	+ 195.2	+ 28	+ 171.0
Printemps.......	+ 12	+ 49.1	+ 5	- 15.1
Eté.............	+ 12	+ 65.5	+ 12	+ 110.4
Automne........	0	- 30.7	+ 5	+ 4.3
Année météorol..	+ 49	+ 279.1	+ 50	+ 270.6
Année civile.....	+ 51	+ 185.5	+ 55	+ 317.8

Plantamour et les totaux de 1915 pour le nombre de jours de pluie et pour la hauteur d'eau tombée, aux deux stations, dans les divers mois, les saisons et l'année.

A *Genève*, 1915 est, plus encore que les trois années précédentes, une année pluvieuse, on peut même dire très pluvieuse, quoiqu'elle reste inférieure, en quantité et en fréquence de pluie, à la très humide année 1910, la plus pluvieuse à Genève depuis 1798. L'année météorologique est sensiblement plus humide que l'année civile à cause du très pluvieux mois de décembre 1914, qui produisait l'effet inverse en 1914, pour laquelle l'année civile était plus humide que l'année météorologique. En somme, l'année météorologique 1915 est de 124^{mm} plus pluvieuse que l'année météorologique 1914 ; mais l'année civile 1914 est plus pluvieuse que l'année civile 1915 de 57^{mm}. Quant aux jours de pluie ils sont de 11 et de 10 plus nombreux en 1915 qu'en 1914.

Au *Grand Saint-Bernard* il n'en est pas de même, et 1914

était, météorologique et civile, une année beaucoup plus pluvieuse que l'année civile 1915 ; la différence est + 347 mm. pour l'année météorologique et de + 313 pour l'année civile. L'année 1915 a donc été humide au Grand Saint-Bernard, mais elle n'est pas une année exceptionnelle comme 1914 et 1910.

Le mois le plus humide, à Genève, au point de vue absolu, comme au point de vue relatif, est le mois de décembre 1914. Au Grand Saint Bernard, c'est janvier au point de vue absolu et juillet au point de vue relatif, puis décembre 1915 pour l'année civile. Le mois le plus sec, à Genève, au double point de vue absolu et relatif, est le mois d'octobre, ce qui est une anomalie rare, ce mois étant, en moyenne, le mois de beaucoup le plus pluvieux de l'année. C'est d'ailleurs le seul mois, avec septembre, qui soit moins pluvieux que la moyenne. Au Grand Saint-Bernard les mois les moins pluvieux sont mai et août au point de vue absolu, octobre et mai au point de vue relatif.

La *statistique de la pluie* a été, comme d'ordinaire, développée, pour *Genève*, dans les deux tableaux suivants :

Le *tableau XXV* donne, pour chaque mois, la plus longue période de sécheresse, ou le nombre maximum de jours consécutifs sans pluie, et la plus longue période pluvieuse, ou le nombre maximum de jours consécutifs où de la pluie a été recueillie. La plus longue période de sécheresse est en avril et en septembre ; les plus longues périodes pluvieuses sont en janvier, en mars et en juin.

Le même tableau indique le nombre de jours où la hauteur de la pluie mesurée a été inférieure à 1 ^{mm} et à $^1/_4$ de millimètre. Enfin ce tableau donne le maximum de pluie recueilli chaque mois; le nombre de jours où la hauteur d'eau tombée a atteint ou dépassé 30 millimètres est de quatre cette année. Les totaux les plus remarquables sont ceux de décembre 1914 et novembre 1915 qui sont aux environs de 40 millimètres.

Comme complément à ces indications, il sera intéressant de noter ici, comme précédemment, le relevé des plus violentes averses enregistrées durant un court espace de temps au pluviomètre d'Usteri-Reinacher. Les pluies un peu intenses sont

XXV. Périodes de sécheresse et de pluie. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	PÉRIODES DE SÉCHERESSE	PÉRIODES PLUVIEUSES	PLUIE dans les 24 heures au-dessous de		PLUIE dans 24 heures	
			1mm	0mm.25	Maximum	Chute dépassant 30 mm.
					mm.	
Décembre 1914..	6 jours (21-26)	8 jours (9-16)	1 jour	1 jour	39.6 le 14	1
Janvier 1915....	5 » (26-30)	9 » (9-17)	2 »	2 »	19.0 le 3	—
Février	6 » (22-27)	6 » (6-11)	6 »	2 »	19.2 le 9	—
Mars	6 » (8-13)	9 » (22-30)	4 »	2 »	20.0 le 27	—
Avril	10 » (11-20)	8 » (3-10)	3 »	2 »	19.3 le 7	—
Mai............	7 » (20-26)	5 » (3-7, 10-14)	6 »	5 »	25.3 le 18	—
Juin	7 » (11-17)	9 » (23-1 juill.)	4 »	2 »	20.3 le 9	—
Juillet	6 » (2-7)	3 » (8-10, 15-17)	2 »	1 »	32.7 le 23	1
Août	6 » (15-20)	5 » (1-5)	6 »	2 »	30.6 le 2	1
Septembre	10 » (15-24)	3 » (2-4, 25-27)	1 »	1 »	25.4 le 29	—
Octobre	8 » (1-8)	4 » (29-1 nov.)	4 »	2 »	25.6 le 12	—
Novembre	8 » (15-22)	7 » (8-14)	1 »	1 »	41.8 le 5	1
Décembre	8 » (13-20)	7 » (6-12)	5 »	1 »	10.8 le 25	—
Année météorol.	10 j. (11-20 avr.; 15-24 sept.)	9 j. (9-17 janv.; 22-30 mars; 23 juin-1 juillet).	40 jours	23 jours	41.8 le 5 nov.	4
Année civile....	id.	id.	44 »	23 »	id.	3

plus fréquentes et plus accusées que pendant l'année 1914. En voici le tableau :

Date 1915		mm.	minutes	mm. par min.
Mai	29	3	15	0.2
Juin	1	10	20	0 5
»	9	4	13	0.3
»	»	4.5	9	0.5
»	»	3	5	0 6
»	23	4	4	1.0
»	30	4	8	0.5
Juillet	18	4	5	0.8
»	»	3	6	0 5
»	23	7	14	0.5
»	27	3	6	0.5
Août	1	6	10	0.6
»	2	21	15	1 4
»	3	4	8	0.5
»	13	13	16	0.8
Octobre	12	2	5	0.4
Novembre	10	3	10	0.3

Le *tableau XXVI* a pour but de permettre la comparaison des différents mois entre eux et des quatre saisons entre elles au point de vue des précipitations atmosphériques. Il est, à cet

XXVI. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Durée relative de la pluie	Nombre moyen d'heures par jour	Eau tombée dans 1 heure
		h	mm
Decembre 1914	0.160	6.61	1.33
Janvier 1915	0.117	4.58	0.95
Février	0.116	5.20	1.17
Mars	0.101	5.00	0.85
Avril	0.103	6.17	0.98
Mai	0.102	4.22	1.26
Juin	0.087	3.71	1.53
Juillet	0 062	4.18	2.05
Août	0.059	3.14	2.32
Septembre	0.071	5.67	1.45
Octobre	0.055	4.10	1.05
Novembre	0.119	6.14	1.41
Décembre	0.117	4.35	0.74
Hiver	0.131	5.46	1.17
Printemps	0.102	5.00	1.03
Eté	0.069	3.64	1.91
Automne	0.081	5.39	1.34
Année météorolog...	0.096	4.88	1.30
Année civile	0.092	4.64	1.24

effet, calculé de façon à éliminer les inégales durées des mois et des saisons. On y trouve: 1° la *durée relative de la pluie*, ou la fraction obtenue en divisant le nombre d'heures de pluie par le nombre total d'heures de la période; 2° le *nombre moyen d'heures de pluie par jour de pluie*, obtenu en divisant, pour chaque période, le nombre d'heures de pluie par le nombre de jours de pluie ; 3° *l'eau tombée dans une heure*, obtenue en divisant la hauteur d'eau tombée durant la période par le nombre d'heures de pluie de la période; ce dernier chiffre représente donc l'intensité moyenne des chutes d'eau.

Le *tableau XXVII* contient le relevé général des observations faites dans les douze stations pluviométriques du canton de Genève et à l'observatoire. A Puplinge, les observations ont été reprises dès le mois de janvier et nous les avons complétées, pour le mois de décembre 1914, par un chiffre entre parenthèses. Nous avons fait de même pour ce même mois à Châtelaine et le mois de septembre à Jussy; et nous profitons de cette occasion pour adresser nos sincères remerciements aux douze observateurs qui continuent à nous fournir les hauteurs de pluie tombées sur notre petit territoire.

Le *tableau XXVIII* fournit, d'une façon analogue, les hauteurs de pluie et de neige tombées dans les quatre stations pluviométriques qui existent le long du val d'Entremont. Je suis heureux de remercier aussi les dévoués observateurs de ces stations. On remarquera que les quantités de pluie et de neige tombées de Martigny au Grand Saint-Bernard confirment ce que nous disions plus haut pour cette dernière station. L'année 1915 a été très pluvieuse dans la région de Genève, plus que 1914. Il en est autrement pour le val d'Entremont, pour lequel 1914 avait été beaucoup plus humide que 1915.

Le *tableau XXIX* indique le nombre de *jours d'orages* ou *jours de tonnerre* à Genève, ainsi que le nombre de jours où des éclairs ont été vus à l'horizon sans que le bruit du tonnerre fût perceptible. Le nombre de jours d'orage est très supérieur, cette année, au nombre moyen (25) déduit par Plantamour de la moyenne des années de 1846 à 1875. Le mois le plus riche, de beaucoup, en orages a été, comme en 1914, mais avec excès, le mois de juin. Il y a eu une averse de *grêle* le 2 août, à

XXVII. Stations pluviométriques du canton de GENÈVE, 1915.

Station :	*Céligny*	*Collex*	*Chambésy*	*Châtelaine*	*Satigny*	*Athenaz*	Compesières	*Veyrier*	*Genève*	*Cologny*	*Puplinge*	*Jussy*	*Hermance*
Altitude :	424 m.	440 m.	433 m.	425 m.	465 m.	428 m.	478 m.	423 m.	406 m.	450 m.	445 m.	470 m.	380 m.
Observat. : M.	Esquivilloo	Emery et E. Engel	L. Perrot	Ch. Platel	Ch. Lamberry	A. Stœssel et E. Garcel	B. Babel	B. Babel	Observatoire	H. Noll	A. Dunant	J. Micheli	Ch. Nyauld
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Déc. 1914..	176.4	162.0	153.5	(160.0)	168.8	142.3	149.6	128.3	158.0	142.7	(140.0)	155.4	157.8
Janv. 1915.	132.8	125.4	102.1	71.4	120.7	109.0	87.8	79.7	82.3	83.9	85.9	80.2	95.4
Février....	101.6	107.1	99.2	105.3	101.2	99.7	85.5	81.1	91.2	85.5	66.6	63.0	92.4
Mars......	61.1	67.0	64.4	55.8	70.4	63.3	61.7	54.9	64.0	61.0	53.3	66.2	67.3
Avril......	95.2	91.0	75.7	75.8	78.2	69.2	62.6	56.9	72.5	63.1	47.6	60.2	69.0
Mai.......	91.1	106.6	103.5	88.6	100.8	88.1	108.6	93.6	95.8	83.3	106.8	88.4	94.1
Juin.......	74.4	107.9	98.5	118.9	98.1	117.5	94.5	110.8	96.5	142.1	136.1	111.6	75.6
Juillet....	119.8	91.0	98.6	102.9	76.7	112.9	98.0	105.1	94.1	93.0	83.0	91.7	104.1
Août......	63.4	84.6	87.6	99.2	71.7	60.2	82.7	84.2	102.0	95.6	52.2	94.6	112.0
Septembre.	88.5	75.2	80.3	75.4	75.1	63.9	84.2	81.8	74.0	81.0	84.3	(84.0)	83.2
Octobre ...	49.2	42.4	43.2	47.0	35.2	41.9	51.9	47.5	43.0	39.6	39.7	43.0	40.7
Novembre .	199.9	159.8	141.0	136.8	144.0	130.7	130.0	112.3	121.6	115.4	108.6	108.4	138.8
Décembre .	99.8	84.9	84.0	79.6	91.0	93.7	63.0	60.5	64.4	63.2	60.9	62.5	78.4
Hiver.....	413.8	394.5	354.8	336.7	390.7	351.0	322.9	289.1	331.5	312.1	292.5	298.6	345.6
Printemps.	247.4	264.6	243.6	220.2	249.4	220.6	232.9	205.4	232.3	207.4	207.7	214.8	230.4
Eté.......	257.6	283.5	284.7	321.0	246.5	290.6	275.2	300.1	292.6	330.7	271.3	297.9	291.7
Automne ..	337.6	277.4	264.5	259.2	254.3	239.5	266.1	241.6	238.6	236.0	232.6	235.4	262.7
An. metéor.	1256.4	1220.0	1147.6	1137.1	1140.9	1101.7	1097.1	1036.2	1095.0	1086.2	1004.1	1046.7	1130.4
An. civile..	1179.8	1142.9	1078.1	1056.7	1063.1	1053.1	1010.5	968.4	1001.4	1006.7	925.0	953.8	1051.0

XXVIII. Stations pluviométriques du val d'Entremont, 1915.

Station Altitude PÉRIODE	Martigny 474m		Orsières 900m		Bourg-St-Pierre 1630m		Gr. St-Bernard 2476m	
	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm	cm	mm	cm	mm	cm	mm	cm
Déc. 1914.	61 1	—	39.8	—	31.6	28	145.9	192
Janv. 1915	133.7	22	60.5	45	93.5	88	205.6	274
Février..	24 9	2	8 0	17	33.6	44	115.3	184
Mars....	49.5	5	38.2	14	26.5	22	95.4	120
Avril . .	65 4	—	71.4	—	61 9	35	147.8	120
Mai......	37.2	—	47.1	—	62.2	—	78.7	31
Juin.. . .	29.8	—	27.0	—	82.0	—	106.1	1
Juillet.. .	105.3	—	125.7	—	161 2	—	187 1	7
Août. ...	68.6	—	58.2	—	62.9	—	79.5	4
Septembre	48.3	—	46.7	—	77.2	14	139.1	102
Octobre...	14.6	—	16.0	—	35.8	14	93.9	39
Novembre.	64.4	8	53.7	14	41.2	38	128.1	167
Décembre.	116 6	7	60.1	5	86.0	29	193.1	255
Hiver. ...	219 7	24	108 3	62	158.7	160	466.8	650
Printemps	152.1	5	156.7	14	150.6	57	321.9	271
Eté. . ..	203.7	—	210.9	—	306.1	—	372.7	12
Automne..	127.3	8	116.4	14	154.2	66	361.1	308
An. mét.	702.8	37	592.3	90	769.6	283	1522.5	1241
Année civ.	758.3	44	612.6	95	824.0	284	1569 7	1304

Genève, pendant l'orage de l'après-midi. Cette averse a été beaucoup plus importante à l'ouest et au nord-ouest de la ville et caractérisée par la chute de très gros grêlons.

XXIX. Orages. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Jours de tonnerre.	Jours d'éclairs sans tonnerre.	Grêle
Décembre 1914	1	—	—
Janvier 1915	—	—	—
Février	—	—	—
Mars..............	—	—	—
Avril	2	1	—
Mai	6	4	—
Juin	13	—	—
Juillet...........	6	1	—
Août	4	4	1
Septembre	3	—	—
Octobre...........	—	—	—
Novembre	1	—	—
Décembre	1	—	—
Année météorolog. .	36	10	1
Année civile	36	10	1

VII. — Nébulosité

La nébulosité s'exprime par les nombres de *zéro* à *dix: zéro* correspond à un ciel entièrement clair, *dix* à un ciel entièrement couvert. La mesure de la nébulosité se fait, à *Genève*, aux six observations diurnes, au *Grand Saint-Bernard*, trois fois par jour. La moyenne de ces six, ou trois, observations, donne la moyenne diurne de la nébulosité, représentée par un chiffre sans fraction. Pour les mois, les saisons et l'année, la nébulosité est exprimée par la moyenne des nébulosités de tous les jours de la période. Le chiffre principal est alors accompagné de dixièmes.

Dans la *tableau XXX*, la *nébulosité* et l'état du ciel sont exprimés sous deux formes pour les deux stations : à la cinquième colonne, par la nébulosité moyenne, puis, dans les quatre premières, par une classification des jours de la période

XXX. Nébulosité. 1915.

PÉRIODE	GENÈVE					SAINT-BERNARD				
	Jours clairs	Jours peu nuag.	Jours tres nuag.	Jours couverts	Nebulosite moyenne	Jours clairs	Jours peu nuag.	Jours tres nuag.	Jours couverts	Nebulosite moyenne
Déc. 1914...	4	5	7	15	6.7	7	8	8	8	5.4
Janv. 1915..	4	3	6	18	7.1	6	5	4	16	6.6
Février.....	2	4	6	16	7.4	6	4	6	12	6.3
Mars.......	7	7	7	10	5.8	6	4	11	10	5.9
Avril......	7	9	4	10	5.3	5	1	9	15	6.9
Mai........	5	8	7	11	5.8	6	4	8	13	6.3
Juin.......	5	9	7	9	5.5	1	4	6	19	7.7
Juillet... ..	8	8	7	8	4.9	10	2	7	12	5.6
Août.......	13	9	6	3	3.7	9	9	5	8	4.6
Septembre..	4	10	7	9	5.6	11	4	6	9	4.8
Octobre....	1	8	5	17	7.0	6	6	4	15	6.3
Novembre..	0	6	6	18	7.6	7	5	5	13	5.9
Décembre..	1	3	9	18	7.6	3	5	9	14	6.8
Hiver... ..	10	12	19	49	7.0	19	17	18	36	6.1
Printemps..	19	24	18	31	5.6	17	9	28	38	6.3
Été........	26	26	20	20	4.7	20	15	18	39	5.9
Automne...	5	24	18	44	6.7	24	15	15	37	5.7
Année mét..	60	86	75	144	6.0	80	56	79	150	6.0
» civile.	57	84	77	147	6.1	76	53	80	156	6.1

en *clairs*, *peu nuageux*, *très nuageux* et *couverts*. Ces désignations comprennent les jours dont la nébulosité se mesure par un certain nombre des onze chiffres qui la représentent : les chiffres 0, 1 et 2 correspondent aux jours clairs ; 3, 4 et 5, aux jours peu nuageux ; 6 et 7, aux jours très nuageux ; 8, 9 et 10 aux jours couverts.

Le *tableau XXXI* fournit les écarts de la nébulosité aux deux stations par rapport aux moyennes calculées par Plantamour sur les observations des années de 1847 à 1875 pour Genève, et de 1846 à 1867 pour le Grand Saint-Bernard. Ces moyennes figurent également dans le tableau, multipliées par 10 pour les ramener à la nouvelle échelle adoptée depuis l'année 1901.

1914 avait été normale à *Genève* pour la nébulosité ; 1915 est un peu plus claire. Au *Grand Saint-Bernard*, en revanche, 1915 est trop nuageuse tandis que 1914 avait été sensiblement au-dessous de la moyenne.

XXXI. Écarts de la nébulosité. 1915.

PÉRIODE	GENÈVE		SAINT-BERNARD	
	Moyennes 1847-1875	Ecarts pour 1915	Moyennes 1846-1867	Ecarts pour 1915
Décembre 1914....	8.3	- 1.6	4.5	+ 0.9
Janvier 1915......	7.9	- 0.8	5.0	+ 1.6
Février...........	6.7	+ 0.7	5.3	+ 1.0
Mars.............	6.1	- 0.3	5.9	0.0
Avril.............	5.8	- 0.5	6.7	+ 0.2
Mai..............	5.8	0.0	6.9	- 0.6
Juin..............	5.4	+ 0.1	6.5	+ 1.2
Juillet............	4.4	+ 0.5	5.5	+ 0.1
Août.............	4.7	- 1.0	5.8	- 1.2
Septembre........	4.9	+ 0.7	5.8	- 1.0
Octobre...........	6.9	+ 0.1	6.1	+ 0.2
Novembre.........	7.9	- 0.3	5.4	+ 0.5
Décembre.........	8.3	- 0.7	4.5	+ 2.3
Hiver.............	7.7	- 0.7	4.9	+ 1.2
Printemps........	5.9	- 0.3	6.5	- 0.2
Eté...............	4.8	- 0.1	5.9	0.0
Automne.........	6.6	+ 0.1	5.8	- 0.1
Année météorolog..	6.2	- 0.2	5.8	+ 0.2
Année civile......	6.2	- 0.1	5.8	+ 0.3

A Genève le mois le plus clair a été août, mais, au point de vue relatif, c'est décembre 1914. Les plus nuageux ont été novembre et décembre 1915 au point de vue absolu, février et septembre au point de vue relatif.

Au Grand Saint-Bernard le mois le plus clair a été août absolument et relativement, et le plus nuageux a été juin, au point de vue absolu, et janvier au point de vue relatif.

Le *tableau XXXII* indique, pour *Genève*, le nombre de jours de brouillard observés. Il y en a de nouveau moins que la moyenne, comme de 1908 à 1913 ; il n'y a eu qu'un jour où l'on ait noté le brouillard toute la journée.

XXXII. Brouillard. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Brouillard tout le jour	Brouillard une partie de la journée	Nombre total
Décembre 1914	1	4	5
Janvier 1915	—	1	1
Février	—	6	6
Mars	—	—	—
Avril	—	2	2
Mai	—	—	—
Juin	—	—	—
Juillet	—	—	—
Août	—	—	—
Septembre	—	3	3
Octobre..........	—	4	4
Novembre.........	—	3	3
Décembre	1	1	2
Année météorolog..	1	23	24
Année civile	1	20	21

VIII. — Durée d'insolation

Les deux héliographes installés à l'observatoire en 1896 et en 1909 ont fonctionné parallèlement toute l'année; les deux *tableaux XXXIII* et *XXXIV* fournissent, heure par heure, la *marche diurne de la durée d'insolation* indiquée par les deux instruments, aux divers mois, saisons et dans l'année 1915, la dix-neuvième où ces observations se font à Genève avec le plus ancien des deux. Les deux dernières colonnes des tableaux donnent la durée totale d'insolation et la moyenne diurne pour les différentes périodes de l'année.

Comme les trois années précédentes (1912 à 1914), 1915 fournit un total d'heures de soleil inférieur à la moyenne des quinze années de 1897 à 1911, total qui est de 1738 heures à l'ancien héliographe. Mais le déficit de cette année est faible, 48 heures seulement au lieu de 143 en 1914 et 190 en 1897. Ce déficit provient de l'été et de l'automne, 41 heures et 58 heures, tandis que l'hiver et le printemps fournissent de légers excédents de 32 et de 19 heures.

Le maximum absolu d'insolation correspond, cette année, au mois d'août, dont nous venons de constater la clarté. Le minimum absolu est en novembre pour l'année météorologique et en décenbre 1915 pour l'année civile, ce qui fait que celle-ci est sensiblement moins claire que celle-là.

Le total géneral du tableau XXXIV dépasse de 266 heures celui du tableau XXXIII. C'est un peu plus qu'en 1914, mais beaucoup moins qu'en 1913 et en 1912. La remarque que nous faisions à ce propos, l'année dernière, vaut donc aussi pour 1915.

Le *tableau XXXV* est destiné à faire ressortir la différence entre la durée d'insolation du matin et celle de l'après-midi. Comme l'appareil est réglé sur le temps solaire *vrai*, les durées devraient être égales théoriquement, mais, en pratique, elles sont différentes. Le tableau les donne pour les deux héliographes. et il donne aussi la différence *soir—matin* de deux façons, en *heures* et en *pour cent* du total d'heures d'insolation.

L'excédent d'insolation du soir par rapport au matin est maximum cette année en automne, et moindre pour les autres saisons. La différence est dans le même sens aux deux appareils; elle n'est en sens contraire que pour le très orageux mois de juin.

Le *tableau XXXVI* a été constitué, comme les années précédentes, pour faire ressortir, entre la nébulosité et la durée d'insolation, la relation établie par Billwiller [1], qui avait trouvé que la valeur de la nébulosité moyenne d'une période est, à peu de chose près, égale au rapport entre les heures de non-

[1]) *Archives*, 1889, t. XXI, p. 404.

XXXIII. Marche diurne de la durée d'insolation. GENÈVE, 1915 (Ancien héliographe).

PÉRIODE	MATIN								SOIR								Durée d'insolation	Moyenne diurne
	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8		
	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h
Déc. 1914...	—	—	—	0.4	3.9	7.6	9.3	10.7	11.9	11.6	9.4	4.2	—	—	—	—	69.0	2.23
Janv. 1915..	—	—	—	—	3.1	6.8	8.1	9.4	8.9	11.0	7.0	5.5	—	—	—	—	59.8	1.93
Février.....	—	—	—	0.8	3.2	6.2	9.3	11.3	11.4	9.0	6.8	7.3	2.4	—	—	—	67.7	2.42
Mars.......	—	—	0.3	6.2	10.2	11.8	15.3	18.1	16.9	15.3	15.3	13.7	11.2	3.4	—	—	137.7	4.44
Avril.......	—	—	4.9	12.4	13.8	14.5	16.1	15.6	16.1	17.9	17.7	18.6	14.7	10.2	1.1	—	173.9	5.80
Mai........	—	2.0	9.6	12.1	12.8	15.4	17.9	19.5	19.8	18.8	18.7	15.5	13.5	11.1	3.7	—	190.4	6.14
Juin.......	—	2.7	10.1	13.6	19.1	20.2	19.0	19.6	19.8	18.3	15.3	12.7	11.2	11.9	4.6	—	198.1	6.60
Juillet......	—	3.5	12.3	14.4	16.0	18.9	18.9	20.9	21.0	23.3	21.8	21.3	20.2	16.7	8.1	—	237.3	7.66
Août.......	—	1.8	12.2	21 8	21.4	22.7	23.5	24.8	23.3	21.2	25 0	24.2	22.7	18.8	3.9	—	270.4	8.72
Septembre..	—	—	1.1	6.8	11.2	14.6	15.5	16.3	18.2	18.5	19.4	17.8	14.9	6.0	—	—	160.3	5.34
Octobre	—	—	—	0.9	3.4	6.6	8.4	10.4	9.9	11.6	10.8	8.9	2.7	—	—	—	73.6	2.37
Novembre ..	—	—	—	0.3	2.0	4.1	7.4	8.7	7.9	8.6	7.3	5.7	0.2	—	—	—	52.2	1.74
Décembre...	—	—	—	—	0.5	2.9	3.5	6.8	6.7	8.9	5.2	1.0	—	—	—	—	35.5	1.15
Hiver......	—	—	—	1.2	10.2	20.6	26.7	31.4	32.2	31.6	23.2	17.0	2.4	—	—	—	196.5	2.18
Printemps..	—	2.0	14.8	30.7	36.8	41.7	49.3	53.2	52.8	52.0	51.7	47.8	39.4	24.7	5.1	—	502.0	5.46
Été........	—	8.0	34.6	49.8	56.5	61.8	61.5	65.3	64.1	65.8	62.1	58.2	54.1	47.4	16.6	—	705.8	7.67
Automne...	—	—	1.1	8.0	16.6	25.3	31.3	35.4	36.0	38.7	37.5	32.4	17.8	6.0	—	—	286.1	3.14
Année mét.	—	10.0	50.5	89.7	120.1	149.4	168.8	185.3	185.1	188.1	171.5	155.4	113.7	78.1	21.7	—	1690.4	4.63
Année civ .	—	10.0	50.5	89.3	116.7	144.7	163.0	181.4	179 9	185.4	170.3	152.2	113.7	78.1	21.7	—	1656.9	4.54

XXXIV. Marche diurne de la durée d'insolation. GENÈVE, 1915 (Nouvel héliographe).

PÉRIODE	MATIN 4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	SOIR 12-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	Durée d'insolation	Moyenne diurne
	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h
Décembre 1914.	—	—	—	—	6.5	10.8	12.3	12.3	13.6	12.6	11.2	6.5	—	—	—	—	85.8	2.77
Janvier 1915 ..	—	—	—	—	5.5	9 1	9.2	10.2	10 1	12.8	9.0	6.7	0.2	—	—	—	72.8	2.35
Février.	—	—	—	0.5	4 2	7.2	9.9	12.0	12.5	10.2	7.6	7 8	3.3	0.4	—	—	75.6	2.70
Mars	—	—	1.1	7.2	11.2	13.5	16.2	19.0	17.2	15.6	15.9	14.3	12.4	5.4	0.1	—	149.1	4.81
Avril	—	1.1	9.6	14.9	16.3	16.2	17 3	16.7	18.1	18.9	19.2	19.5	17.0	14.0	3.9	—	202.7	6.76
Mai	—	7.6	11.7	13.3	14.6	16.6	18.6	20.9	21 3	19.4	19.5	16.9	15.2	12.9	8.8	0.6	217.9	7.03
Juin	0.9	11 2	16.0	17.5	21.8	22.2	21.1	21.9	21.5	19.8	18.3	14.6	12.9	11.6	11.5	2.7	245.5	8 18
Juillet	1.3	11.5	14.1	17.8	18.1	21 0	21.6	22.4	22 5	24 7	22.4	23.3	21.5	19.5	17.1	5 2	284 0	9.16
Août.	—	5.5	17.1	23.7	22.7	23.9	24.6	25.7	24.0	21 5	25.3	25 0	23.8	22.7	11.1	0.5	300.1	9.68
Septembre	—	—	2.3	8.5	12.1	15.4	16.6	16.7	19.4	18.5	19.8	18.5	16.4	10.6	0.5	—	175.3	5.84
Octobre..	—	—	—	2 0	5.7	7.3	8 9	11.4	10.9	12 4	12.6	10 2	5 4	—	—	—	86.8	2 80
Novembre	—	—	—	0.4	2.8	4.8	8 5	9.7	8.8	9.8	8.0	6.9	0.7	—	—	—	60 4	2.01
Décembre.....	—	—	—	—	2 0	5.4	1.7	8.0	7.5	9.8	6.5	2.6	—	—	—	—	46.5	1 50
Hiver	—	—	—	0.5	16.2	27.1	31.4	34.5	36 2	35.6	27.8	21 0	3.5	0.4	—	—	234.2	2.60
Printemps	—	8 7	22 4	35.4	42.1	46.3	52.1	56.6	56.6	53.9	54 6	50.7	44.6	32.3	12.8	0.6	569.7	6.19
Eté	2.2	28.2	47 2	59.0	62.6	67.1	67.3	70.0	68.0	69.0	66.0	62.9	58.2	53.8	39.7	8.4	829 6	9.02
Automne	—	—	2 3	10.9	20.6	27.5	34.0	37.8	39 1	40.7	40.4	35.6	22.5	10.6	0.5	—	322.5	3.54
Année météorol.	2.2	36.9	71 9	105.8	141.5	168.0	184.8	198.9	199.9	199.2	188.8	170.2	128.8	97.1	53.0	9.0	1956.0	5.36
Année civile....	2.2	36.9	71.9	105.8	137.0	162.6	177.2	194.6	193.8	196.4	184.1	166.3	128.8	97.1	53.0	9.0	1916.7	5.25

XXXV. Durée d'insolation avant et après midi.
GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	MATIN Nombre d'heures		SOIR Nombre d'heures		DIFFÉRENCE Soir — Matin nombre d'heures		DIFFÉRENCE Soir — Matin %	
	Anc. H.	Nouv H.	Anc. H.	Nouv. H.	Anc. H.	Nouv. H	Anc. H.	Nouv. H.
Décembre 1914	31.9	41.9	37.1	43.9	+ 5.2	+ 2.0	+ 7.5	+ 2.3
Janvier 1915..	27.4	34.0	32.4	38.8	+ 5.0	+ 1.8	+ 8 3	+ 6 6
Février	30.8	33.8	36.9	41.8	+ 6.1	+ 8.0	+ 9.0	+10.6
Mars.........	61.9	68.2	75.8	80.9	+13.9	+12.7	+10.1	+ 8.5
Avril	77.3	92.1	96.6	110.6	+19.3	+18.5	+11.1	+ 9.1
Mai..........	89.3	103.3	101.1	114.6	+11.8	+11.3	+ 6.2	+ 5.2
Juin	104.3	132 6	93.8	112.9	-10 5	-19.7	- 5.3	- 8.0
Juillet	104.9	127.8	132.4	156.2	+27.5	+28.4	+11.6	+10.0
Août.........	128.3	143.2	142.1	156.9	+13.8	+13.7	+ 5 1	+ 4.6
Septembre....	65.5	71.6	94.8	103.7	+29.3	+32.1	+18.3	+18.3
Octobre	29.7	35.3	43.9	51.5	+11.2	+16.2	+19.3	+18.7
Novembre	22.5	26.2	29.7	34.2	+ 7.2	+ 8.0	+13.8	+13.2
Décembre.....	13.7	20.1	21.8	26.4	+ 8.1	+ 6.3	+22 8	+13.5
Hiver	90.1	109.7	106.4	124.5	+16.3	+14.8	+ 8.3	+ 6.3
Printemps....	228.5	263.6	273.5	306.1	+45.0	+42.5	+ 9.0	+ 7.5
Eté	337.5	403.6	368.3	426.0	+3 .8	+22.4	+ 4.4	+ 2.7
Automne	117.7	133.1	168.4	189.4	+50.7	+56.3	+17.7	+17.5
Année mét....	773.8	910.0	916.6	1046.0	+142.8	+136.0	+ 8.4	+ 7.0
Année civile ..	755.6	888.2	901.3	1028.5	+145.7	+140.3	+ 8.8	+ 7.3

insolation $(t-i)$ et le total d'heures d'insolation théoriquement possible (t).

Les colonnes du tableau XXXVI s'expliquent ainsi facilement. Le rapport $\frac{t-i}{t}$ a été multiplié par dix, afin d'être rendu comparable à la nébulosité moyenne de chaque période, dont les valeurs ont été empruntées au tableau XXX.

La relation de Billwiller ne correspond pas mieux que les six années précédentes aux indications fournies par les héliographes. Il y a, de même qu'en 1914, d'assez fortes divergences quantitatives dans les différences des deux dernières colonnes par rapport à l'année 1913. On peut dire, cette année encore, que, pour l'ancien héliographe, la relation se confirme assez bien dans les mois de mai à septembre, tandis qu'avant et après il y a de gros écarts positifs. Quant au nouvel héliographe, il donne aussi des écarts positifs faibles en hiver et au début du

XXXVI. Comparaison de la durée de la non-insolation à la nébulosité moyenne. GENÈVE, 1915.

PÉRIODE	Durée théorique d'insolation t	Rapport $\frac{t-i}{t}$ 10 Héliographe ancien	Rapport $\frac{t-i}{t}$ 10 Héliographe nouveau	Nébulosité moyenne	Différence Héliographe ancien	Différence Héliographe nouveau
	h					
Décembre 1914	270	7.4	6.8	6.7	+ 0.7	+ 0.1
Janvier 1915 .	282	7.9	7.4	7.1	+ 0.8	+ 0.3
Février	291	7.7	7.4	7.4	+ 0.3	0.0
Mars	371	6.3	6.0	5.8	+ 0.5	+ 0.2
Avril	408	5.7	5.0	5.3	+ 0.4	- 0.3
Mai	465	5.9	5.3	5.8	+ 0.1	- 0.5
Juin	471	5.8	4.8	5.5	+ 0.3	- 0.7
Juillet	475	5.0	4.0	4.9	+ 0.1	- 0.9
Août	437	3.8	3.2	3.7	+ 0.1	- 0.5
Septembre ...	375	5.7	5.3	5.6	+ 0.1	- 0.3
Octobre	338	7.8	7.4	7.0	+ 0.8	+ 0.4
Novembre	284	8.2	7.9	7.6	+ 0.6	+ 0.3
Décembre	270	8.7	8.3	7.6	+ 1.1	+ 0.7
Hiver	843	7.7	7.2	7.0	+ 0.7	+ 0.2
Printemps	1244	6.0	5.4	5.6	+ 0.4	- 0.2
Eté	1383	4.9	4.0	4.7	+ 0.2	- 0.7
Automne	997	7.1	6.8	6.7	+ 0.4	+ 0.1
Année mét ...	4467	6.2	5.6	6.0	+ 0.2	- 0.4
Année civile ..	4467	6.3	5.7	6.1	+ 0.2	- 0.4

printemps, puis en octobre et en novembre, tandis que l'écart positif de décembre 1915 est déjà plus accusé; les écarts deviennent négatifs d'avril à septembre et fortement négatifs en juin et en juillet.

L'héliographe du château du Crest à Jussy, dont M. Jules Micheli nous communiquait régulièrement les résultats, a subi une avarie au commencement de l'été de 1915. Les quelques chiffres d'heures de soleil enregistrées à cet appareil en hiver et au printemps accusaient d'ailleurs, comme ces dernières années, des totaux légèrement inférieurs à ceux de l'observatoire.

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE PHYSIQUE

tenue à Schuls le 8 août 1916

G. Gouy. Sur le spectre continu, dépendant de la raie D. — Désiré Korda. La consonnance polyphasée et son rôle dans la transformation statique de fréquence. — Albert Perrier et G. Balachowsky. La liaison entre les variations thermiques de l'aimantation dans un champ nul et celles de l'aimantation à saturation. — Ch.-E. Guye. Sur l'équation de la décharge disruptive. — A. Piccard et E. Cherbuliez. Le nombre de magnétons des sels cupriques en solution aqueuse. — Emile Steinmann. La lecture objective des appareils à miroir mobile. — A. Piccard et O. Bonazzi. Etude sur la susceptibilité magnétique de l'ozone. — A. Jaquerod et Ch. Capt. Conductibilité électrique d'un verre de quartz. — A. Piccard et J. Brentano. Microcathétomètre et microthermomètre. — Eug. Wassmer. Quelques observations sur l'émanation du radium. — C. Dutoit et Mme Biéler-Butticaz. Nouveaux cœfficients de conductibilité thermique.

G. Gouy (Lyon). — *Sur le spectre continu, dépendant de la raie D.* (Présentée par M. Ch.-Eug. Guye.)

MM. H. Konen et W. Theissen ont présenté à la Société suisse de Physique [1] des observations mettant en doute la réalité du spectre continu produit par les flammes chargées de sodium, qui augmente rapidement d'intensité en s'approchant de la raie D, et forme une dépendance manifeste de celle-ci [2].

D'après les auteurs, rien ne prouve que cette lumière ne soit pas produite par les rayons mêmes de la raie D, diffusés ou réfléchis dans le spectroscope.

[1]) Séance du 28 février 1914. *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 1914. t. XXXVII, p. 263.

[2]) M. Gouy, *Annales de Chimie et de Physique*, septembre 1879.

Je désire faire remarquer qu'il existe deux preuves évidentes qu'il n'en est pas ainsi :

1° Le spectre continu s'étend à une grande distance de la raie D (les mesures photométriques le mettent en évidence de 5400 A. à 6400 A.), et les rayons qui le forment ont des nuances qui correspondent à leur position dans le spectre, et diffèrent beaucoup de celle de la raie D.

2° L'éclat de ce fond varie tout autrement que l'intensité de la raie D ; ainsi, par exemple, quand l'épaisseur de la flamme est doublée, l'éclat du fond double aussi, tandis que l'intensité de la raie D est multipliée par un nombre peu supérieur à 1,3.

De même, quand la flamme devient plus riche en vapeur de Na, l'éclat du fond augmente bien plus vite que l'intensité de la raie. Pour cette raison, ces expériences doivent être faites avec des flammes très chargées de vapeur métallique.

Désiré KORDA (Zurich). — *La consonnance polyphasée et son rôle dans la transformation statique de fréquence.*

Ce travail paraîtra *in extenso* dans les *Archives*.

Albert PERRIER et G. BALACHOWSKY (Lausanne). — *La liaison entre les variations thermiques de l'aimantation dans un champ nul et celles de l'aimantation à saturation.*

Les auteurs ont entrepris la vérification expérimentale de prévisions théoriques publiées par l'un d'eux [1]. A cet effet ils ont observé l'effet des variations de température sur l'aimantation rémanente de barreaux allongés de *fer* et de *nickel* mais dans des conditions telles que la matière ne soit soumise *à aucun champ inducteur* à aucun instant sauf naturellement pour l'aimantation initiale. On a donc dû adjoindre aux appareils une bobine dont le champ magnétique pouvait en toute circonstance par un réglage rapide et continu compenser l'effet résultant du champ démagnétisant des barreaux, du champ terrestre ou d'autres encore. L'aimantation était mesurée par un magnétomètre astatique à aiguilles verticales, les hautes températures produites au four électrique et mesurées par un couple.

Les résultats sont, brièvement résumés, les suivants :

1. *L'aimantation rémanente* (dans un champ nul) *varie réversiblement avec la température* (celle-ci n'atteignant pas le point

[1]) Alb. Perrier, Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température. *Archives*, 1913, (4) XXXIV, p. 364 et s.

de Curie) mais seulement après que celle-ci a parcouru le cycle une à trois fois suivant la matière.

II. *Les fonctions réversibles obtenues sont les mêmes à un facteur constant près quelle que soit l'aimantation initiale choisie.*

III. La comparaison avec les observations thermomagnétiques dans des champs très intenses de Hegg, Bloch, Preuss montre que *ces fonctions coïncident à très peu de chose près avec celles qui représentent les variations thermiques de l'aimantation à saturation.*

IV. *Les points de disparition de l'aimantation rémanente coïncident avec ceux extrapolés par la voie toute différente de la susceptibilité initiale.*

A part la réserve de la première irréversibilité dont l'origine probable sera donnée dans la publication détaillée, ces résultats vérifient complètement les conclusions théoriques. Ils légitiment d'autre part l'hypothèse exprimée précédemment (*loc. cit.*) que les complications et les discordances des travaux empiriques sur l'aimantation rémanente proviennent presque exclusivement du fait d'avoir négligé la considération des champs démagnétisants; cela a été mis tout particulièrement en évidence par deux séries d'expériences où le champ compensateur était maintenu sans cesse respectivement un peu au-dessus ou un peu au-dessous des valeurs à compenser: les courbes obtenues ainsi étaient nettement irréversibles et s'écartaient en sens contraires de la courbe d'aimantation à saturation.

C.-E. Guye (Genève). — *Sur l'équation de la décharge disruptive.*

La théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs conduit, comme on sait, à l'expression suivante du courant de décharge

$$i = i_0 \frac{e^{a(\alpha-\beta)} - 1}{\alpha - \beta e^{a(\alpha-\beta)}} \qquad \text{(I)}$$

et l'on admet généralement que le potentiel explosif correspond au cas où le courant tend à devenir infini; c'est-à-dire lorsque le dénominateur s'annule ([1]).

[1]) L'expression (I) est relative à la décharge entre deux plateaux parallèles, la cause ionisante initiale étant uniformément repartie dans tout le gaz. Dans cette expression, i_0 est le courant de saturation cor-

Le but de cette note est de montrer que l'équation (I) permet de prévoir trois cas particuliers de potentiels explosifs.

Le *premier potentiel* explosif correspond à la condition

$$\alpha = \beta e^{a(\alpha-\beta)} \qquad \alpha > \beta \ ;$$

c'est celui que l'on observe le plus fréquemment.

Mais indépendamment de cette solution généralement admise, le dénominateur de l'expression (I) peut s'annuler pour la condition $\alpha = \beta$.

Dans ce cas l'expression prend la forme 0 ; elle a pour valeur limite

$$i = i_0 \frac{a}{1 - a\alpha} = i_0 \frac{a}{1 - a\beta} \ . \tag{II}$$

Le courant de décharge prend donc en général une valeur finie, mais dans le cas particulier où

$$\alpha = \beta = \frac{1}{a} \ ,$$

le courant tend de nouveau à devenir infini et l'on a une seconde espèce de potentiel explosif que nous appellerons *deuxième potentiel explosif.*

Enfin le dénominateur de l'équation (I) s'annule également pour la condition

$$\beta = \alpha e^{a(\beta-\alpha)} \qquad \beta > \alpha \ ,$$

Le numérateur de l'expression (I) reste alors fini comme dans le premier cas ; en outre numérateur et dénominateur changent de signe ; le sens de la décharge n'est donc pas modifié ; c'est le *troisième potentiel explosif.*

L'examen numérique des valeurs de α et β montre qu'à la pression ordinaire et *pour des distances qui ne sont pas extrêmement petites* le premier cas peut seul se produire. Par contre le deuxième et le troisième cas doivent se présenter pour les gaz suffisamment raréfiés ([1]).

respondant à la cause ionisante initiale ; a la distance des deux plateaux ; α le nombre des chocs ionisants produits par un électron dans un parcours d'un centimètre ; β le nombre des chocs ionisants produits dans les mêmes conditions par l'ion positif. Lorsque la cause ionisante est une source de rayons ultra-violets frappant le plateau négatif, le dénominateur de l'expression (I) conserve la même forme (voir P. Langevin, *le Radium*, t. III. 1906). On retrouve dans ce cas les trois mêmes conditions pour le potentiel explosif.

[1]) Pour plus de détails voir *Archives des Sc. phys. et nat.*, juillet 1916.

A. Piccard (Zurich) et E. Cherbuliez (Zurich). — *Le nombre de magnétons des sels cupriques en solution aqueuse.*

La théorie des magnétons exige la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires des corps paramagnétiques. Mais comme les propriétés magnétiques sont fonction de l'état moléculaire, on pouvait s'attendre à ce que la seule mesure du coefficient d'aimantation d'un sel en dissolution aqueuse ne conduise pas toujours à un résultat simple. En effet, la mesure qui porte sur l'ensemble des molécules magnétiques ne donnera qu'une valeur moyenne dans le cas où les différentes molécules ne sont pas dans le même état. C'est ainsi qu'on a cru pouvoir expliquer le fait que les sels cupriques en solution aqueuse donnaient toujours un nombre de magnétons qui est voisin de 9,5. Si cette explication est juste, il faut que le nombre de magnétons observé tende vers une limite entière quand, par des concentrations tendant vers zéro, on arrive à mettre toutes les molécules du sel dans le même état. Les mesures que *Cabrera* et *Moles* (1) ont faites dans cet ordre d'idées ont en effet montré une légère augmentation du moment moléculaire du cuivre dans les solutions diluées, mais leur méthode d'observation ne leur a pas permis d'étudier des solutions suffisamment étendues pour arriver à un résultat concluant. C'est pour cela que nous nous sommes proposé d'étudier les solutions aqueuses du nitrate de cuivre avec l'appareil que nous avons décrit l'an passé (2). Cet appareil qui mesure l'ascension magnétique de la solution par rapport au dissolvant pur a encore rendu possible l'étude d'une solution qui ne contenait plus que 24 mg de Cu par litre.

Soient h l'ascension magnétique, H le champ magnétique, c la concentration (mesurée en masse du $Cu(NO_3)_2$ par masse de la solution), d_{sol} et d_{H_2O} les densités de la solution et du dissolvant, χ_{sel} et χ_{H_2O} les coefficients d'aimantation du sel et du dissolvant, enfin g la const. de gravitation ; un simple calcul nous donne alors

$$\chi_{sel} = \frac{2gh(d_{sol} - d_{H_2O})}{H^2 c \, d_{sol}} + \frac{\chi_{H_2O}}{c}\left(\frac{d_{H_2O}}{d_{sol}} + c - 1\right).$$

On voit donc qu'il faut connaître la différence de densité entre la solution et l'eau avec la même exactitude relative avec laquelle on veut déterminer χ_{sel}. Cette différence étant elle-même très faible,

1) Cabrera et Moles, *Archives*, (4), 1915, XL, p. 284.
2) Piccard et Cherbuliez, *Archives*, (4), 1915, XL, p. 342.

on aurait dû, en se servant des méthodes pycnométriques, déterminer pour les faibles concentrations les densités à 1.10^{-7} de leurs valeurs absolues, ce qui, avec les moyens ordinaires, n'était plus réalisable. Nous avons évité cette difficulté en déterminant directement la différence de densité de la manière suivante :

Deux tubes verticaux longs de 16 m. sont remplis l'un d'eau et l'autre de solution. Ils communiquent près de leurs sommets et près de leurs bases par deux traverses a et b, dont la distance verticale est f. En outre leurs sommets communiquent avec deux réservoirs ouverts remplis des mêmes liquides. Le réservoir contenant l'eau est rendu mobile dans le sens vertical par une vis micrométrique qui permet de déterminer ses variations de hauteur à $\frac{1}{1000}$ mm. près. Un manoscope à liquide trouble (tel que nous l'employons pour les mesures magnétiques) intercalé dans un des tubes entre son sommet et la traverse supérieure indique s'il y a équilibre entre les deux réservoirs. La traverse a étant fermée et b ouverte, on établit l'équilibre par un mouvement vertical du réservoir mobile, puis ayant ouvert a et fermé b, on *rétablit* l'équilibre par une *dénivellation* d.

On aura alors

$$\frac{d_{sol} - d_{H_2O}}{d_{H_2O}} = \frac{d}{f}.$$

Nos déterminations de densités et de nombres de magnétons sont résumées dans le tableau suivant. Elles se rapportent à la température de 16° C.

c ($Cu(NO_3)_2$)	$d_{sol} - d_{H_2O}$	$\frac{d_{sol} - d_{H_2O}}{c}$	n
0.5171	0.64050	1.258	9.45
0.1705	0.15814	0.928	9.58
0.02100	0.017590	0.838	9.59
0.00855	0.007115	0.832	9.60
0.00172	0.001424	0.829	9.56
0.000345	0.0002831	0.823	9.59
0.000172	0.0001431	0.822	9.62
0.0000690	0.00005658	0.820	9.71

Dans ce tableau, la troisième colonne nous montre que même pour les plus faibles concentrations la différence de densité entre solution

et dissolvant n'est pas encore proportionnelle à la concentration, puisque le quotient n'est pas encore devenu constant. La solution n'est donc pas encore homogène au point de vue des molécules de cuivre. La dernière colonne donne le nombre de magnétons moyen. Nous trouvons d'abord l'augmentation signalée déjà par Cabrera et Moles, puis une brusque diminution et enfin une nouvelle augmentation. Il n'est pas possible de dire si dans le cas limite le nombre de magnétons tendrait vers un nombre entier, mais en tout cas il n'y a plus de contradiction entre le coefficient d'aimantation des sels cupriques et la théorie des magnétons de Pierre Weiss.

Ce travail a été fait à l'Institut de physique de l'Ecole polytechnique fédérale.

Emile STEINMANN (Genève). — *La lecture objective des appareils à miroir mobile.*

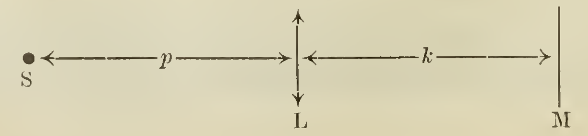
La lecture subjective des instruments à miroir, par le moyen du viseur et de l'échelle, présente des avantages indéniables de précision. Mais elle a le grave inconvénient de n'admettre que l'observation individuelle.

La lecture objective, moins précise en général, est très commode pour la démonstration dans les cours. Le miroir peut être sphérique ou plan. La simplicité apparente du système à miroir sphérique est contrebalancée par l'inconvénient de la distance fixe à laquelle se produit l'image réelle de la source lumineuse ; il est évidemment possible de modifier cette distance par le déplacement de la source, mais on risque alors de tâtonner assez longtemps.

Le miroir plan exige l'adjonction d'une lentille convergente entre la source et le miroir ; on peut alors rendre les déplacements de l'image absolument sûrs en donnant à cette lentille un guidage facile à manœuvrer, sans déplacement de la source.

La lecture objective est grandement facilitée par le fait que l'industrie produit actuellement des lampes de très petites dimensions, dites plafonniers, à filament métallique boudiné, fonctionnant sous 4, 6 ou 8 volts. Ces lampes donnent un trait lumineux, court, rectiligne, et d'un grand éclat. Elles remplacent avantageusement les lampes à filament de charbon, d'éclat moindre, ou le filament Nernst, fragile et malcommode à mettre en train, ou encore le bec Auer recouvert d'un cylindre opaque muni d'une fente.

Le dispositif le plus pratique consiste à disposer la lentille et le miroir parallèlement, de façon que leurs normales coïncident, et à placer la source très peu en dehors de cette normale commune.



S, source ; L, lentille convergente de distance focale f ; M, miroir plan.

L'objet de la présente communication est d'étudier les différentes positions relatives de la lentille, de la source et du miroir, et d'établir dans quelles conditions on obtient une image réelle *utilisable*, c'est-à-dire tombant *à gauche* de la lentille.

Appelons S′ l'image de S fournie par la lentille L ; S″ l'image de S′ fournie par le miroir M, et enfin S‴ l'image de S″ fournie par L. On constate, en se limitant aux positions de S *à gauche* de L, les seules qui soient compatibles avec le problème, qu'il peut se produire dix cas différents.

Le tableau ci-dessous résume ces dix cas :

- $> f$
  - S′ à droite de M (et S″ à gauche de M)
    - MS″ $< k$ ...
      - LS″ $< f$: S‴ virtuelle
      - LS″ $= f$: S‴ à l'∞
      - LS″ $> f$: S‴ *réelle*
    - MS″ $> k$, et LS″ quelc. : S‴ *réelle*
  - S′ à gauche de M (et S″ à droite de M, donc MS″ $> k$) ..
    - LS″ $< f$: S‴ virtuelle
    - LS″ $= f$: S‴ à l'∞
    - LS″ $> f$: S‴ *réelle*
- $> f$, donc S′ à g. de M (et S″ à dr. de M, donc MS″ $> k$) ..
  - LS″ $< f$: S‴ virtuelle
  - LS″ $= f$: S‴ à l'∞
  - LS″ $> f$: S‴ *réelle*

On démontre facilement que l'expression

$$2k - \frac{pf}{p-f}$$

représente, *dans tous les cas*, la distance LS″ ; il en résulte :

$$\mathrm{LS}''' = d = \frac{\left[2k - \frac{p-f}{pf}\right] f}{2k - \frac{p-f}{pf} - f} .$$

Les valeurs positives de d correspondent aux images réelles, seules utilisables. k et f étant des constantes pour un instrument donné, l'équation entre p et d représente une hyperbole équilatère à asymptotes parallèles aux axes ; le centre de cette hyperbole est situé sur la bissectrice des axes, au point déterminé par les deux coordonnées égales

$$x = y = \frac{f(2k - f)}{2(k - f)} .$$

La courbe est donc facile à construire.

A. Piccard (Zurich) et O. Bonazzi (Pise). — *Etude sur la susceptibilité magnétique de l'ozone.*

Les auteurs ont entrepris de déterminer la susceptibilité magnétique de l'ozone avec un appareil semblable en principe à celui décrit par eux autrefois ([1]) mais pourvu de quelques perfectionnements. Le manoscope de Géritot a été remplacé par le manoscope à liquide trouble ([2]) qui, tout en ayant la même sensibilité manométrique réagit avec un déplacement de volume beaucoup plus faible. Les ménisques, qui séparent liquide et gaz, sont suffisamment grands pour ne pas diminuer la sensibilité. Les robinets à trois voies aux surfaces de contact entre les deux gaz ont été remplacés par des labyrinthes (successions de tubes capillaires et de petites sphères) qui permettent de laisser les deux gaz en présence l'un de l'autre pendant une demi-heure sans avoir de diffusion dont l'étendue dépasse les limites du champ magnétique homogène.

Des mesures préalables faites avec de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'air ont montré que l'appareil fonctionne parfaitement. Les mesures relatives à l'ozone ont ensuite été faites en remplissant l'une des parties du tube circulaire avec de l'oxygène ozonifié, l'autre moitié avec de l'oxygène pur. La différence d'attraction magnétique des deux gaz se mesurant par leur différence de densité et ces deux grandeurs étant proportionnelles à la teneur en ozone de l'un des gaz on voit que l'ascension magnétique observée est indépendante de cette teneur en ozone. On peut donc faire toutes les mesures sans connaître le titre de l'ozone avec lequel on travaille ; il suffit que le mélange soit homogène.

Les mesures n'ont pas encore pu donner de résultats concluants parce qu'une complication imprévue s'est produite : l'ozone fraîchement préparé a une susceptibilité magnétique plus faible que l'oxygène, mais après quelque temps il paraît se transformer peu à peu, sous certaines conditions, en une autre modification qui serait beaucoup plus fortement magnétique que l'oxygène. Les conditions, sous lesquelles ce changement se produit n'ont pas encore pu être élucidées.

Ce travail se fait à l'Institut de Physique de l'Ecole polytechnique fédérale.

A. Jaquerod et C. Capt (Neuchâtel). — *Conductibilité électrique d'un verre de quartz.*

Comme l'avaient montré des travaux antérieurs du même laboratoire, le verre de silice dissout certains gaz — hélium, hydro-

[1]) A. Piccard et O. Bonazzi, *Archives*, mai 1915, p. 449.

[2]) A. Piccard et E. Cherbuliez, *Archives*. octobre 1915, p. 342.

gène, néon — et ces solutions se comportent comme des solutions de gaz dans les liquides : elles obéissent à la loi de Henry, et la solubilité diminue à température croissante. On s'est demandé si ces gaz dissouts n'influenceraient pas la conductibilité électrique.

Il est bien connu que le verre de silice est un très bon isolant, employé comme tel en électrométrie. Un condensateur à silice présente cependant, comme c'est le cas pour tous les diélectriques à l'exception des gaz, le phénomène du courant anomal, qui donne naissance aux résidus, au dégagement de chaleur dit « de Siemens », etc. Les auteurs ont tout d'abord établi que ce courant anomal augmente dans des proportions très notables lorsqu'on sature la silice d'He ou d'H, montrant ainsi que le gaz dissout joue un rôle dans la conduction. Pour expliquer le mécanisme de ce phénomène, il semble difficile de faire intervenir une dissociation au sens électrochimique du mot, puisque l'hélium, monoatomique, n'en est pas susceptible ; il faut donc envisager une *ionisation*, ou scission de l'atome en un électro libre et un reste positif. L'origine de cette ionisation n'est d'ailleurs pas élucidée.

Pour vérifier cette hypothèse, le courant anomal a été mesuré à l'aide d'un électromètre de Dolezalek, dans des conditions variées, et voici l'essentiel des résultats obtenus jusqu'ici : en gros, le courant a la forme $i = at^{-n}$, où t représente le temps, et n un coefficient numérique peu inférieur à l'unité ; c'est la forme empirique admise pour le courant anomal dans la très grande majorité des cas. Cependant, lorsque la silice a été saturée d'hydrogène exclusivement, le courant a très nettement la forme exponentielle $i = Ae^{-\alpha t}$, ce que l'on vérifie en portant sur un graphique les temps et les log. des intensités : on obtient une droite. Le courant devient inmesurable au bout de 5 minutes environ. Lorsque la silice a été saturée d'hélium, le courant peut se représenter très nettement aussi, par la fonction $i = Ae^{-\alpha t} + Be^{-\beta t}$, la valeur de α étant à peu près la même que dans le cas de l'hydrogène ; ce qui signifie que le courant anomal peut être considéré comme formé de la superposition d'un *premier courant*, semblable à celui que l'on observe dans le cas de l'hydrogène, pratiquement terminé au bout de 5 minutes et d'un *second courant* qui est perceptible durant une heure environ, qui est moins intense au début que le premier, et diminue beaucoup plus lentement, également suivant une loi exponentielle.

On peut, semble-t-il, considérer ces courants comme dus au déplacement des ions en solution dans la silice, sous l'influence du champ électrique ; le premier serait transporté par les électrons, le second par les ions +. Il est clair que ces derniers, beaucoup

plus gros, doivent migrer plus lentement, et que leur déplacement par suite doit durer plus longtemps.

Le cas de l'hydrogène peut être interprété en admettant que le premier courant (électronique) est seul perceptible, tandis que le second est trop faible pour être mesuré; cette façon de voir serait en accord avec les mesures antérieures concernant la vitesse de diffusion de H et He à travers la silice : aux températures ordinaires, l'He diffuse environ cent fois plus vite que H ; les vitesses de migration sous l'influence du champ des ions +, He et H, doivent être dans le même rapport.

D'après des essais préliminaires, il semble que ces phénomènes jouent un rôle général ; les hypothèses énoncées seront peut-être à même d'élucider certains points de la théorie des diélectriques, notamment en ce qui concerne les anomalies. Elles pourront peut-être permettre de substituer aux schémas purement formels proposés jusqu'ici (hétérogénéité de Maxwell, viscosité diélectrique, etc.) une interprétation physique simple, susceptible de contrôle expérimental.

A. Piccard (Zurich) et J. Brentano (Zurich). — *Microcathétomètre et microthermomètre.*

L'accroissement considérable de sensibilité de la méthode d'ascension magnétique obtenue par l'observation microscopique de petits corps suspendus dans le liquide [1] nous a conduit à étudier un thermomètre à gaz d'une haute sensibilité, basé sur le même principe.

Deux récipients de 250 cm³ contenant du gaz communiquent entre eux par un tube en U rempli d'eau. Les deux ménisques du liquide ont une surface de 40 cm² chacun. Une petite partie du tube a une section de 0,3 mm² seulement et c'est à cette place qu'on observe à travers une fenêtre plane le mouvement du liquide. Sous cette forme l'appareil réalise un *thermoscope* d'une haute sensibilité. Pour pouvoir *mesurer* des différences de température il a fallu compenser les variations de pression du gaz en soulevant ou en abaissant de quantités minimes et *bien mesurables* l'un des côtés du tube en U.

Nous avons construit deux appareils différents permettant de réaliser ces petits déplacements verticaux. Le premier de ces *microcathétomètres* est basé sur la dilatation thermique d'une pièce métallique portant l'une des deux moitiés du tube en U. Une circulation d'eau permet de faire varier et de déterminer exactement la température de cette pièce. Etant donné le coefficient de dilata-

[1]) A. Piccard et E. Cherbuliez, *Archives,* octobre 1915, p. 342.

tion du métal (cuivre) et sa hauteur [1] (2 mm.) on peut facilement calculer les dénivellations en fonction de la température de l'eau de circulation. Le second appareil est basé sur la déformation élastique d'un récipient rempli d'eau à pression variable. La variation de la pression est produite par le déplacement vertical d'un autre récipient d'eau, communiquant avec le premier par un tube de caoutchouc. Ce second appareil a l'avantage de pouvoir travailler beaucoup plus rapidement que l'appareil à dilation thermique, mais il donne les valeurs absolues d'une façon moins directe et en outre il n'est pas exempt de déformations résiduelles.

Les observations faites avec ces appareils ont rendu visibles des dénivellations de 1.10^{-5} mm. ce qui correspond à une sensibilité du manomètre de 1.10^{-9} atmosphères. Il en résulte une sensibilité du thermomètre différentiel de 3.10^{-7} degrés.

Ce travail a été exécuté à l'Institut de Physique de l'Ecole polytechnique fédérale.

Eug. WASSMER (Genève). — *Quelques observations sur l'émanation du radium.*

L'auteur expose quelques observations rudimentaires faites en préparant du radium et de l'émanation à l'Institut suisse du Radium, à Genève.

La molécule d'eau est décomposée dans ses constituants H et O sous l'influence des radiations de l'émanation du radium. Ce mélange tonnant, après son explosion, présente toujours un excès d'hydrogène que l'auteur a tenté de mesurer. Il a pu remarquer de suite des variations de 3 à 5 $^0/_0$ dans ce volume résiduel d'hydrogène. C'est ainsi qu'un mélange de 100 cm^3 d'émanation et de gaz tonnant accuse généralement après l'explosion 3 cm^3 d'H résiduel, mais parfois aussi jusqu'à 8 cm^3. La cause de ces variations semble surtout résider, jusqu'à mieux informé, dans les réactions d'oxydation qui prennent naissance à la surface du mercure et des parois du récipient contenant le mélange émanation et gaz tonnant. L'oxygène du mélange tonnant est ozonisé sous l'influence des radiations, et suivant la durée, la surface du mercure exposée, etc. l'oxydation est plus ou moins forte, le volume résiduel d'H varie. Il est curieux de remarquer à ce sujet qu'on se trouve là en présence de réactions chimiques d'ordre tout particulier puisque l'oxydation, qui peut aller dans certains cas particuliers jusqu'à l'oxyde rouge de mercure, se fait en présence d'H naissant, (comme on

[1]) La hauteur de la partie qui se dilate est, par construction, exactement délimitée.

est en droit de le supposer puisque l'O est ozonisé), et ce gaz H naissant est l'un des réducteurs les plus énergiques. L'auteur a constaté l'ozone à maintes reprises dans les solutions aqueuses d'émanation.

L'auteur cite encore un phénomène d'un ordre tout différent. Le verre soumis aux radiations de l'émanation se teinte, se colore, ceci par une ionisation des molécules du verre (col. brune, violette). Un tube de verre dans lequel on a introduit de l'émanation est lumineux, pendant 2 à 3 semaines environ ; après 30 à 35 jours il n'est plus possible de révéler la moindre luminosité même avec l'écran de platinocyanure ou autres, le tube est mort. Cependant un tube mort de ce genre, ayant été préparé depuis plus de 2 ans présente une nouvelle luminosité visible, même à la lumière du jour, soit donc, plus vive encore qu'au premier jour de sa préparation, si l'on élève sa température aux environs de 400°. Cette luminosité dure environ 30 à 35 secondes.

Cette luminosité ne semble pas provenir d'un déplacement moléculaire, d'une réorganisation dans la molécule du verre, qui de coloré qu'il était perd sa coloration, puisqu'une coloration semblable du verre des vieilles ampoules de rayons X disparaît par élévation de température sans présenter ce phénomène de luminosité.

Il y a là un champ intéressant, cette coloration du verre était-elle de nature différente dans le verre soumis aux radiations du radium ou soumis aux rayons X ? Ou bien le phénomène de luminosité provient-il des substances radioactives solides déposées par la désintégration de l'atome d'émanation, ce qui paraît probable à l'auteur d'après ses premières constatations.

C. Dutoit (Lausanne) et Mme Biéler-Butticaz (Naters). — *Nouveaux coefficients de conductibilité thermique.*

1° Les surfaces intervenant souvent autant que la matière elle-même dans les transmissions de chaleur, les auteurs ont déterminé les coefficients de conductibilité thermique de divers matériaux pour les épaisseurs que l'on rencontre dans le commerce.

Voici le résumé des résultats :

Epaisseurs des échantillons : tuile 15,3 millimètres ; ardoise 6,35 ; éternit 4.

Rapports des poids par cm² de surface couverte : tuile 100 ; ardoise 56 ; éternit 33.

Coefficients de transmission de chaleur pour les épaisseurs ci-dessus : tuile 1 ; ardoise 1,3 ; éternit 1,8.

Le carton goudronné, usagé pendant 5 ans mais encore parfaitement étanche, donne 2,14 ; deux papiers d'emballage beiges super-

posés, 5 ; une tôle de fer usagée d'un millimètre d'épaisseur, 2,45.

2° Les auteurs ont déterminé quelques coefficients dans le système C. G. S. :

En admettant le coefficient indiqué dans le *Recueil des Constantes physiques* pour les briques soit 150, nous trouvons 80,8 au lieu de 84 pour l'ardoise. Nous déterminons l'éternit à 70,6 unités C. G. S. 10^{-5}, soit calories-grammes traversant perpendiculairement, en une seconde, 1 cm² d'une lame d'un centimètre d'épaisseur, dont les températures des faces diffèrent d'un degré centigrade. Pour du béton armé fin, contenant 0,6 % de sa section de fer, très sec et glacé par une petite chape du côté extérieur, le coefficient C. G. S. trouvé est de 165.

3° Les essais sur le gazon ont montré l'immense avantage qu'il y a à ce que la terre soit recouverte d'herbe pour lui conserver sa chaleur interne. Une couche de gazon avec ses racines, sans terre, de 2,2 centimètres d'épaisseur, environ, placée sur une tôle de fer usagée, d'un millimètre d'épaisseur, en diminue la transmission de chaleur de 26 %.

4° Diverses espèces de bétons armés ont été essayées, les résultats paraîtront dans le *Bulletin technique de la Suisse romande.*

Ce qui peut intéresser les membres de la Société de Physique, c'est la *méthode* nouvelle qui a servi à déterminer les coefficients.

L'appareil qui a donné les meilleurs résultats fut une espèce de calorimètre en tôle étamée polie, réalisant, à l'intérieur, une enceinte hermétiquement close, fermée sur le dessus par la matière à étudier. On observait *les variations de température de l'air de cette enceinte en fonction du temps* au moyen de thermomètres au dixième. L'appareil se composait de trois vases cylindriques isolés par des supports de liège. Le premier espace libre du côté extérieur était rempli de terre légère d'infusoires, le second d'air. Une cuve, isolée par un disque de feutre, maintenue à température constante, était placée sur le dessus de l'appareil ; elle contenait tantôt de la neige fondante pour observer les refroidissements, tantôt de l'eau à 50° pour les échauffements.

Toutes les observations ont été faites à température ambiante constante, dans la chambre noire murée de l'Institut de Physique de l'Université de Lausanne, se trouvant dans les sous-sol et dont la température ne varie presque pas de toute l'année.

Pour un *refroidissement* on aura les équations suivantes :

Soit P le poids de l'air en observation, constant ; C, chaleur spécifique de l'air, constante ; $d\theta$ = abaissement de la température pendant le temps dt ; T = température de la cuve, constante ; dQ = chaleur transmise de l'enceinte à la neige ; S = surface de transmission, constante.

Pour une matière spéciale M on a :

$$dQ_M = S.K_M(\theta - T)dt$$

et

$$dQ_M = - P.C.d\theta \ .$$

La vitesse de refroidissement est :

$$-\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_M = \frac{S.K_M}{P.C.}(\theta - T) \ .$$

S, P, C, T sont constants pour toutes les observations, donc *pour trouver les divers coefficients de transmission de chaleur* K_M *il n'y aura qu'à comparer entre elles les valeurs numériques des diverses tangentes aux courbes à ordonnées égales* θ.

En intégrant cette équation on arrive à une fonction logarithmique.

Pour pouvoir déterminer exactement les tangentes aux courbes d'observations il fallut en chercher toutes les équations, ce qui permit de trouver toutes les valeurs jusqu'à zéro degré centigrade. On eut ainsi autant de tangentes que l'on voulut à diverses ordonnées égales.

Les courbes sont des *exponentielles ;* les auteurs recommandent spécialement la méthode très rapide qu'ils ont employée pour la recherche des équations, méthode préconisée par M. le professeur Landry, pour la recherche des courbes d'échauffement électrique.

Soit θ l'ordonnée, = la température ; t = l'abcisse = le temps ; T = la hauteur de l'asymptote. Pour un échauffement, on aura

$$\theta = T[1 - e^{-\alpha t}] \ ,$$

en différentiant

$$\frac{d\theta}{dt} = T\alpha e^{-\alpha t} \ ;$$

pour $t = 0$, on a

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{t=0} = \alpha T \ , \qquad \text{car} \qquad [e^{-\alpha t}]_{t=0} = 1 \ ,$$

$$\alpha = \frac{\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{t=0}}{T} = \frac{\operatorname{tg}\beta_0}{T} \ .$$

$tg\ \beta_0$ = la tangente à l'origine que l'on peut tracer d'après les points connus. Si l'observation a déterminé l'asymptote, on trouve directement α et, avec plusieurs points observés et ces données, on arrive à déterminer les coefficients de l'équation avec toute la précision nécessaire. L'important est de bien choisir, pour chaque courbe, une origine arbitraire commode au milieu de points d'observation rapprochés.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Assemblée générale du 24 juin 1916

J. Perriraz. A propos de l'adaptation et de l'évolution. — G. Dumas. Questions relatives à la géométrie de situation. — E. Dusserre. Combustion spontanée des fourrages. — P. Cruchet. Deux Urédinées nouvelles.

Le président, M. J. Perriraz, comme adresse présidentielle, fait une causerie sous le titre de *A propos de l'adaptation et de l'évolution;* le texte en paraîtra *in extenso* dans le *Bulletin* de juin.

M. le prof. G. Dumas fait à l'assemblée un exposé de *questions relatives à la géométrie de situation.* Il le fait à l'aide de planches préparées par M. Chatelan, élève de l'école des Beaux-Arts de Paris.

M. Dumas montre tout d'abord que plusieurs problèmes considérés comme amusants, celui des ponts de Königsberg ou celui du tracé de certaines figures au moyen de traits continus appartiennent à la géométrie de situation.

Il s'attache ensuite à établir comment peut se faire une classification générale des surfaces lorsqu'on les suppose parfaitement malléables et indéchiffrables.

Pour l'établissement de cette classification, une distinction s'impose entre les surfaces pour lesquelles on peut distinguer deux côtés, et celles, comme par exemple, le ruban de Mœbius, où cette distinction est impossible.

M. Dumas parle ensuite des rétrosections et aborde pour terminer la formule d'Euler, qui se rattache à la décomposition des surfaces en fragments élémentaires.

En terminant, il dit l'importance qu'a eue Riemann pour la géométrie de situation, dont il fut en quelque sorte le véritable créateur, et à laquelle il a donné le nom d'Analysis Situs, nom sous lequel on la désigne bien souvent.

M. E. Dusserre. — *Combustion spontanée des fourrages.* Les cas d'incendie, de pertes de récolte dûs à la combustion spontanée des tas de fourrages paraissent être devenus plus fréquents au cours de ces dernières années et il importe d'en rechercher les causes, pour connaître et appliquer les mesures destinées à les prévenir.

La plus grande fréquence de ces cas peut être attribuée à diverses causes : la fenaison commence, en général, plus tôt qu'autrefois et le foin d'herbe jeune, tendre, fermente plus activement et s'échauffe davantage que celui d'herbe déjà dure et montée en graine, dont la richesse nutritive est plus faible. L'emploi plus intensif sur les prairies des engrais de la ferme et surtout des engrais commerciaux développe un fourrage plus abondant, plus riche, composé de plantes plus tendres ; les engrais phosphatés et potassiques en particulier favorisent la croissance des papillonacées, surtout des trèfles, dont la dessication est plus longue. Enfin, l'emploi des machines pour la fenaison, permettant un travail plus rapide, fait que les tas de fourrage séché s'élèvent plus rapidement, ce qui les expose à une fermentation et à un échauffement plus intenses. Mentionnons encore le fait que la période pluvieuse que nous traversons depuis quelques années ne permet pas toujours de rentrer le fourrage aussi sec qu'il serait nécessaire.

Le causes de l'élévation de température de l'herbe plus ou moins séchée et mise en tas résident dans l'activité cellulaire, qui continue aussi longtemps que la dessication n'est pas suffisamment complète, ce phénomène d'oxydation, avec dégagement d'oxyde carbonique, engendrant de la chaleur, la température du tas peut s'élever jusqu'à 50° environ. Si le fourrage est assez humide, les bactéries et les champignons de moisissure, en se développant abondamment, dégagent aussi de la chaleur et peuvent faire monter la température jusque vers 70°. A ce point, l'activité des micro-organismes cesse, mais des phénomènes d'ordre chimique peuvent élever encore la température jusque vers 280-300° et amener la carbonisation du fourrage. Celui-ci diminue de poids et de volume et se transforme en une masse brun-noirâtre, qui peut s'enflammer spontanément si l'air y trouve un accès.

Quand la température à l'intérieur du tas atteint et dépasse même 70°, la situation peut devenir critique et il y a lieu de prendre des mesures pour l'abaisser ; à défaut de thermomètre, la fermentation anormale se reconnaît à l'odeur caractéristique qui se dégage des tas, à leur affaissement considérable, surtout dans leur milieu.

Pour éviter l'échauffement trop intense, la carbonisation des tas de fourrage, qui se produisent plus fréquemment encore avec le regain, il est donc nécessaire de prendre certaines précautions, cela dès le fanage.

L'herbe devra être séchée d'autant plus qu'elle est plus tendre et récoltée plus tôt; le regain récolté tardivement ne doit pas être rentré avant le troisième jour de fanage, même effectué par le beau temps. Les vents d'ouest et du sud-ouest dessèchent plus rapidement le fourrage que le vent du nord; avec celui-ci, l'herbe flétrit, mais se dessèche avec une plus grande lenteur. Il est très recommandable d'entasser le foin en petits tas sur la prairie, pour passer la nuit; il s'y produit une fermentation qui contribue à hâter la dessiccation; cette précaution indispensable pour protéger le foin de la pluie, est aussi très utile même par le beau temps, surtout avec le regain. Si le matériel et le temps le permettent, il est utile aussi de laisser le fourrage insuffisamment séché fermenter sur les chars, en retardant leur déchargement.

Il est prudent, lorsque le fourrage est rentré peu sec, de ne pas faire rapidement de gros tas que l'on comprime fortement, ce qui amène une fermentation et un échauffement trop forts; on recommande de faire successivement sur la surface disponible des tas plus petits, que l'on peut séparer par des planches ou des couches de paille. Le mélange de vieux foin, de balle ou de paille de céréales en couches alternant avec celles de nouveau fourrage, en absorbant l'humidité, modère la fermentation et abaisse la température. L'emploi du sel de cuisine (environ 200 gr. par 100 kg. de foin), qui contrarie l'activité cellulaire et le développement des micro-organismes, contribue aussi à régulariser la température de fermentation. Enfin, on recommande l'établissement de cheminées d'aération, que l'on établit soit au moyen de quatre perches maintenues à 50 cm. d'écartement par quelques lattes clouées, soit au moyen d'une gerbe de paille ou d'un tonneau qu'on tire en haut au fur et à mesure que le tas s'élève. Pour assurer la ventilation, ces cheminées verticales doivent être en communication avec des conduits horizontaux à la base du tas, à moins que l'on ait disposé le fourrage sur un lattis qui s'éloigne du plancher. L'utilité de ces cheminées est encore l'objet de discussions; il est évident qu'elles ne peuvent abaisser la température que sur un rayon assez restreint et qu'elles peuvent même devenir un danger si la température s'élève beaucoup, en provoquant l'inflammation du fourrage; il devient prudent, dans ce cas, de les obstruer. Le fourrage ne doit pas, cela va sans dire, être entassé dans des espaces trop renfermés; ceux-ci doivent, au contraire, être ventilés de façon à laisser dégager l'eau évaporée par le tas.

Si, malgré tous ces moyens, la fermentation est trop forte, la température est très élevée, ce que l'on reconnaît à l'odeur et à l'affaissement du tas, il devient nécessaire de prendre des mesures de précaution. On recommande de découvrir le tas jusqu'à la couche où le fourrage est très humide et très chaud, et d'y répandre

une couche de sel épaisse de 10 à 15 cm. et de recouvrir avec le foin enlevé en comprimant fortement. Le sel est dissous par l'eau du fourrage, pénètre dans le tas et tue les bactéries de la fermentation ; la température s'abaisse rapidement.

S'il est trop tard pour faire cette opération, on versera dans les creux qui se sont formés à la surface du tas quelques brantées d'eau, qui abaissera la température sans compromettre trop la qualité du fourrage. En cas de danger d'incendie, la première chose à faire sera d'arroser le tas avec suffisamment d'eau, en évitant tout courant d'air qui peut provoquer l'inflammation. C'est une erreur, qui a déjà causé de graves sinistres, que d'ouvrir portes et fenêtres et de détasser le fourrage, car l'on risque ainsi de le voir s'enflammer spontanément et avec une grande rapidité.

M. P. Cruchet présente *deux Urédinées nouvelles* décrites par lui :

La première est l'*Uromyces Phlei Michelii* dont l'urido et la téleutaspore vivent sur *Phleum Michelii*. Des essais ont prouvé que l'æcédie se développe sur *Ranunculus montanus*.

La seconde, dénommée par l'auteur *Thecapsora* (?) *Fischeri*, a été trouvée, sous sa forme urédosporée, sur *Calluna vulgaris*.

Le détail de ces deux études paraîtra dans le *Bulletin* de juin.

M. L. Horwitz demande l'insertion de la note suivante : *Adjonction au procès-verbal de la séance du 7 juin 1916.*

M. Horwitz estime qu'une communication dans les procès-verbaux n'est pas seulement un « simple » résumé, mais est censée contenir l'*essentiel* de ce qui a été énoncé par l'auteur. Sa réponse à la communication de M. Jaccard a été faite dans cette pensée. Si les « détails » dont parle M. Jaccard et qui figureront, sans doute, dans son travail plus ample qu'il annonce, devaient modifier d'une manière quelque peu sensible les idées de cet auteur, on ne comprendrait pas bien le but de la publication du résumé. D'ailleurs, M. Horwitz a fait sa réponse, en tenant compte des « détails » que M. Jaccard a fournis dans sa communication de la séance du 3 mai.

M. Jaccard a critiqué dans sa communication quelques conceptions du travail de M. Horwitz. C'était son droit. C'est avec le même droit que M. Horwitz a à son tour soumis à une critique serrée la critique de M. Jaccard. Dans le langage de ce dernier cela veut dire que le ton du travail de M. Horwitz n'était pas suffisamment aimable et cordial.

Eternelle histoire de la paille et de la poutre ! M. Jaccard a fait sa communication, où il combattait les idées de M. Horwitz, sans

l'avoir annoncé et sans en avoir prévenu cet auteur. C'est par hasard que M. Horwitz s'est trouvé à la dite séance.

M. Jaccard déclare qu'il ne se donnera pas la peine de prolonger la discussion. Est-ce parce que cette peine serait trop considérable? Au reste, M. Horwitz attend avec un calme, au moins aussi égal que celui de M. Jaccard, le verdict « d'autres plus autorisés ».

Séance du 5 juillet

Mme C. Biéler-Butticaz. Conductibilité thermique de quelques matériaux de construction. — Maurice Lugeon. Sur l'inexistence de la nappe du Augsmatthorn. — Paul-L. Mercanton. Influence du relief terrestre sur la teneur en ions de l'atmosphère. — J. Jean Piccard. La dissociation des corps d'addition.

Mme C. Biéler-Butticaz. — *Conductibilité thermique de quelques matériaux de construction.* (Suite).

Comme suite à la communication présentée le 3 mai dernier, nous donnons encore quelques détails qui nous ont été demandés par des personnes que la question intéresse.

En ce qui concerne la transmission à travers le gazon elle peut être précisée de la manière suivante :

Une couche de gazon court, d'environ 2,2 cm. d'épaisseur, placée sur une tôle de fer, usagée, d'un millimètre d'épaisseur, en diminue la transmission de chaleur ou de froid de 26 %.

Les caractéristiques des matériaux employés pour la détermination des coefficients sont :

Epaisseurs des échantillons :

Tuile, 15,3 mm. ; ardoise, 6,35 ; éternit, 4.

Rapports des poids par cm^2 de surface couverte :

Tuile, 100 ; ardoise, 56 ; éternit, 33.

Coefficients de transmission de chaleur pour les épaisseurs ci-dessus :

Tuile, 1 ; ardoise, 1,3 ; éternit, 1,8.

Densités des bétons observés très secs :

Ordinaire, 2,4 ; au liège, 1,60 ; à la sciure, 1,52 ; au verre, 2,10.

Péclet a trouvé qu'à travers un mur en pierres calcaires de 50 cm. d'épaisseur il passe 1,5 calorie par heure, par m^2 et par degré de différence de température ; pour un mur de briques *dans les mêmes conditions* la transmission est beaucoup moindre, il ne passerait que 0,842 calorie.

Un résumé complet de notre étude paraîtra dans le *Bulletin technique de la Suisse romande.*

M. Maurice Lugeon. — *Sur l'inexistence de la nappe du Augsmatthorn.*

En 1911, Paul Beck[1] a considéré que les grandes épaisseurs de couches de Wang (Crétacé le plus supérieur de la série helvétique), qui couronnent la chaîne du Harder-Brienzrothorn, constituaient une unité tectonique indépendante, sans relations stratigraphiques avec la série du Crétacique inférieur sous-jacent.

A cette unité, il a donné le nom de *nappe du Augsmatthorn*, nom tiré d'un sommet de la chaîne en question. Beck, en se rapportant aux recherches de différents auteurs, tels que Kaufmann et Hugi, et en s'appuyant sur quelques observations personnelles dans les environs du Brienzrothorn, suppose que cette nappe doit avoir une très grande extension. Si des recherches nouvelles démontrent que partout elle n'est constituée que par des couches de Wang, Beck propose que le nom de *nappe de Wang* soit substitué à celui de Augsmatthorn.

Pour la démonstration de cette nappe, l'auteur cité s'appuie sur l'existence d'un « Flysch » dont il ne peut déterminer l'âge, qui existerait dans le versant méridional des Graggen (arête dominant Niederried, versant nord du lac de Brienz) séparant les couches de Wang de la série inférieure du Crétacé.

Il y a trop longtemps que dans la géologie suisse, cette expression de « Flysch », qui ne devait avoir que la valeur déterminative d'un faciès — et encore à la condition de s'entendre — est employée comme terme stratigraphique et est en conséquence la source de nombreuses erreurs.

La création de la nappe du Augsmatthorn est une de ces erreurs.

Une étude récente de ce soi-disant Flysch nous a montré qu'il s'agissait en réalité de la forme la plus banale et tout à fait normale de ce que les géologues alpins appellent les schistes de Seewen et schistes d'Amden, soit, d'après les déterminations dues à Arnold Heim, des marnes calcareo-schisteuses appartenant aux étages du Campanien au Turonien.

Immédiatement au-dessus du point coté 1665 m., on observe la coupe suivante, de haut en bas :

4. Couches de Wang, environ	100 m.
3. Marnes grises schisteuses (Schistes de Seewen, sensus lato)	45 »
2. Calcaire de Seewen	12 »
1. Urgonien inférieur	— »

[1] Paul Beck, Geologie der Gebirge nördlich von Interlaken (*Matériaux carte géol. suisse,* Nouv. série, XXIX livr. 1911).

La coupe présente donc une série de couches normalement superposées. La couche 3 a été considérée comme Flysch par Beck, soit tertiaire.

La nappe du Augsmatthorn est donc inexistante.

Cette coupe présente cependant un intérêt, soit l'absence de Gault, ce que du reste a remarqué Beck. Il manque également les couches aptiennes à Orbitolines. Nous sommes portés à voir dans cette lacune le résultat d'une transgression.

Plus loin, ce sont les couches de Wang qui reposent directement sur l'Urgonien. Ce fait n'a rien d'anormal, car la transgression de ces couches est un phénomène connu, et dans l'Augsmatthorn lui-même on peut voir la discordance angulaire de ces couches sur l'Urgonien.

On sait combien les couches de Wang sont d'une grande pauvreté en fossiles, bien qu'elles s'étendent des environs de Faverge, en Savoie, jusqu'aux confins des Hautes Alpes calcaires helvétiques orientales. Kaufmann a signalé à diverses reprises la présence de Bélemnites. J'ai moi-même trouvé quelques Bélemnitidés sur le col du Rawyl, dans le massif du Wildstrubel. La présence de ces céphalopodes montre que ces couches énigmatiques ne peuvent être plus jeunes que le Maestrichtien.

Elles renferment cependant un organisme extrêmement fréquent dans la Suisse occidentale et en Savoie, plus rare à partir du lac de Brienz vers l'Est. Ce sont des tubes de ver, dont la longueur peut dépasser 150 mm., généralement aplatis par le fossilisation et formant alors des rubans avec un sillon axial sur les deux faces. Ces rubans ont une largeur variable qui peut atteindre 5 mm.

Ces êtres très caractéristiques, par places en nombre immense, se détachent en blanc sur le fond noir de la roche. Ils n'ont pas été décrits. Nous proposons de les nommer *Ieremineila Pfenderae, Lugeon.*

M. Paul-L. Mercanton tient à conserver dans le *Bulletin* les résultats des recherches déjà anciennes (elles datent de 1906 et 1907) qu'il a instituées à la Tour de Gourze aux fins de connaître l'*influence du relief terrestre sur la teneur en ions de l'atmosphère;* ces recherches n'ont rien perdu de leur intérêt à ce jour.

L'inégalité légère que l'on constate toujours entre les charges ioniques des deux signes d'un même volume d'air s'exagère considérablement sur les parties en relief du sol. Brunhes et Baldit ont montré, en 1905 déjà, que, jusqu'à 1500 m. d'altitude au moins, cette inégalité consiste essentiellement en un appauvrissement de l'air en ions négatifs plutôt qu'en son enrichissement en ions positifs. Tous les observateurs ont noté une exagération du rapport

$\frac{q+}{q-}$ des charges ioniques totales des deux signes d'une même masse d'air. Ce rapport est identique à celui des déperditions électriques $\frac{d-}{d+}$ qui équivaut lui même à celui des pertes de potentiel d'un même conducteur chargé tour à tour positivement et négativement, toutes choses restant égales d'ailleurs

$$\frac{q+}{q-} = \frac{\Delta V -}{\Delta V +} .$$

C'est ce dernier rapport que M. Mercanton a mesuré, au moyen d'un ionomètre aspirateur d'Ebert, à la Tour de Gourze. Cet édifice se prêtait en effet admirablement à pareille recherche. Il se dresse, véritable cylindre de Faraday, à 930 m., sur une colline isolée et exposée au vent de toutes parts. Le parapet domine le terrain d'une dizaine de mètres ; une seule porte basse, dans la face E donne accès à l'intérieur qui est vide et bien aéré. Il est facile d'instituer des séries de mesures alternées, au pied et dans l'intérieur de la tour ou au contraire à l'angle du parapet, c'est-à-dire en un point où le champ est nul et un point où le gradient électrique a un maximum de valeur. Des mesures spéciales ont donné en effet pour tout l'intérieur de la tour H = O, tandis que sur le parapet le champ atteignait jusqu'à 1200 volts par mètre.

Les mesures de déperdition concernent ceux des ions que l'appareil d'Ebert peut capter quand il fonctionne sous quelque 150 à 250 volts, c'est-à dire les ions les plus mobiles. Les déperditions sont données pour 15 minutes.

Voici les résultats obtenus, sommairement consignés :

9 octobre 1906 : Temps parfaitement serein. Brise fraîche du S-SW.

Intérieur de la tour, calme.

De 13 h. 45 m. à 14 h. 23 m. $\frac{q+}{q-} = 1{,}57$.

Parapet, angle sud, brise.

14 h. 42 m.-16 h. 47 m. deux séries alternées $\frac{q+}{q-} = 4{,}33$.

Intérieur, calme.

16 h. 59 m.-17 h. 34 m. $\frac{q+}{q-} = 1{,}06$.

Moyenne dans champ nul $\frac{q+}{q-} = 1{,}31$.

Champ intense $\frac{q+}{q-} = 4{,}33$.

12. X. 1906. Temps serein depuis l'avant-veille et jusqu'au surlendemain ; quelques nuages épars, sur les sommets des Alpes principalement ; calme. (Le 13, baisse barométrique.)

Parapet

$$15 \text{ h. } 55 \text{ m.-}17 \text{ h. } 20 \text{ m. } \frac{q+}{q-} = 2{,}16. \text{ Champ intense.}$$

Intérieur

$$17 \text{ h. } 30 \text{ m.-}18 \text{ h. } 3 \text{ m. } \frac{q+}{q-} = 1{,}09. \text{ Champ nul.}$$

24. X. 1906. Temps serein, léger brouillard sur le Léman, légers cirrus, grand soleil. Idem la veille et le lendemain. Brise légère du SW. Rosées nocturnes. Le sol de la tour est humide intérieurement.

Intérieur

$$12 \text{ h. } 33 \text{ m.-}13 \text{ h. } 41 \text{ m. } \frac{q+}{q-} = 0{,}73. \text{ Champ nul.}$$

Parapet, angle sud

14 h. 10 m.-14 h. 43 m. pas de déperdition positive ; champ, 1200 v/m.

Parapet

$$14 \text{ h. } 57 \text{ m.-}16 \text{ h. } 5 \text{ m. } \frac{q+}{q-} = 4{,}46. \text{ Champ intense.}$$

Intérieur

$$16 \text{ h. } 23 \text{ m.-}17 \text{ h. } 13 \text{ m. } \frac{q+}{q-} = 1{,}24. \text{ Champ nul.}$$

En résumé, on voit que :

Dans le champ, il y a pénurie relative d'ions négatifs.

Hors du champ, le rapport fluctue autour de l'unité, les ionisations sont assez semblables.

On pouvait s'attendre à ce qu'un vent violent atténuât la dissymétrie. C'est bien ce que les mesures du 5 février 1907, exécutées par une bise de NE violente et très froide (—10° c.) ont montré. Le terrain étant ce jour-là recouvert de neige à perte de vue, on peut se demander si cette couverture y était pour quelque chose ; quoi qu'il en soit, voici les chiffres :

Soleil intermittent, brume élevée.

Intérieur : le vent s'engouffrant par la porte fait tourbillonner la poudre de neige amassée à l'intérieur de la tour.

$$13 \text{ h. } 22 \text{ m. à } 13 \text{ h. } 56 \text{ m. } \frac{q+}{q-} = 1{,}08. \text{ Champ nul.}$$

Paraplet, angle SW $\frac{q+}{q-} = 1{,}70$. Champ intense.

Intérieur $\frac{q+}{q-} = 1{,}30$. Champ nul.

Donc, champ nul $\frac{q+}{q-}$ moyen $= 1{,}19$.

Donc, champ intense $\frac{q+}{q=}$ moyen $= 1{,}70$.

Notons ici une curieuse observation faite à plusieurs reprises en automne 1906, quand le corps déperditeur était chargé positivement : la déperdition était par instant remplacée par une recharge du conducteur et un relèvement du potentiel atteignant jusqu'à 4,6 volts en 5 minutes, généralement moins d'ailleurs. Cette observation n'a été faite que sur le parapet, c'est-à-dire dans le champ intense. Cependant, l'appareil était convenablement mis à la terre et l'électromètre bien abrité.

M. Jean Piccard. — *La dissociation des corps d'addition.* L'auteur donne un aperçu général de certains corps d'addition, qui ont une autre couleur que leurs composants. Souvent ces corps sont caractérisés par une dissociation, qui a lieu, si l'on chauffe leur solution, ou si l'on la dilue. Cette dissociation est toujours rendue visible par le changement de couleur. L'auteur a aussi examiné les conditions de dissociation dans un dissolvant contenant déjà l'un des composants. — Un changement de couleur observé dans un de ces cas a pu fournir des renseignements précis sur la nature chimique de certaines matières colorées.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE SEPTEMBRE 1916

Les 1 et 2, rosée le matin.
le 3, brouillard enveloppant le matin : pluie dans la nuit.
4. pluie de 7 h. à 11 h. du matin ; arc-en-ciel à 4 h. 10 du soir ; nombreux éclairs dans la soirée : pluie dans la nuit.
5, pluie à 7 h. du matin, de 7 h. à 10 h. du soir et daus la nuit.
les 6 et 7, forte bise toute la journée.
le 10, rosée le matin ; couronne et halo lunaire à 8 h. du soir.
11, petite pluie de 7 h. à 9 h. du soir.
12, forte bise de 9 h. du matin à 8 h. du soir.
13, rosée le matin.
14, pluie à 1 h. ; forte bise de 3 h. à 10 h. du soir.
15, forte bise toute la journée.
16, forte rosée le matin.
17, rosée le matin.
18, pluie dans la nuit.
19, pluie de 7 h. à 11 h. du matin *(neige sur le Jura)*; fort vent de 1 h. à 4 h. du soir.
20, très forte bise depuis 10 h. du matin
21, forte bise toute la journée.
22, forte bise jusqu'à 4 h. du soir.
23, rosée le matin et le soir.
24, forte rosée le matin.
25, brouillard enveloppant le matin.
26, pluie de 7 h. à 9 h. du matin et dans la nuit ; forte bise à 1 h. du soir
27, pluie de 7 h. du matin à 1 h. du soir et dans la nuit.
28, petite pluie le matin, de 7 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
29, pluie de 8 h. du matin à 1 h., de 3 h. à 6 h., à 10 h. du soir et dans la nuit; fort vent à 4 h. du soir.
30, pluie de 7 h. du matin à 2 h., à 10 h. du soir et dans la nuit.

GENÈVE — SEPTEMBRE 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	31.7	30.2	30.6	30.69	+ 2.93	29.6	31.9	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.2	9	1	0	2	11.4	....	....
2	30.8	30.5	29 9	30.30	+ 2.56	29.4	31 0	SSW. 1	NNE. 1	E. 0	NNE. 1	2.3	0	6	0	1	**11.8**	....	....
3	29.4	27.4	26.5	28 00	+ 0.28	26.4	29.7	SSW. 1	NNE. 1	SSW. 1	SSW. 1	3.1	1	8	8	6	9.0	**19.0**	1
4	26.6	27.8	27.4	27.23	- 0.47	26.1	28.2	S. 1	SSE. 1	W. 0	SW. 1	9.4	10	3	0	7	4.5	0.7	9
5	21.1	24.3	25.5	24.08	- 3.60	21.0	26.4	SSW. 2	SW. 1	SE. 1	SE. 1	8.4	10	9	10	9	0.0	3.9	6
6	25.4	25.1	26.5	25.60	- 2 05	25.1	26.6	NE. 1	NNE. 4	NNE. 4	NNE. 3	28 2	9	8	0	8	4.7	....	...
7	26.3	26.0	26.6	26.18	- 1.45	25.8	26.6	NE. 3	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 3	**31.4**	9	3	9	7	2.4	....	...
8	27.4	27.5	28.5	27.32	- 0.28	25.8	28.8	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	11.6	9	3	0	5	4.7	....	....
9	29.3	29.2	29.3	29.11	+ 1 53	28.7	29.4	NE. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	3.6	10	3	0	4	7.4	....	....
10	29.1	27.3	26.3	27.66	+ 0.11	25.8	29.5	NNE. 1	NNE. 1	SSE. 1	NNE. 1	2.2	2	6	3	4	9.4	....	....
11	26.0	25.3	25.8	25.60	- 1.92	24.5	26.2	SSW. 1	SW. 1	W. 0	var.	2.1	6	9	10	8	4.3	0.3	2
12	25.1	25.7	27.6	25.92	- 1.57	24.9	28.7	SSE. 1	NNE. 2	NNE 1	NNE. 1	9.6	9	2	1	4	8.5	....	....
13	29.2	28.3	27.9	28.39	+ 0.93	27.1	29.3	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 0	NNE. 1	3.6	0	0	8	2	10.4	....	....
14	26.5	26.2	27.3	26.68	- 0.75	25.9	27.8	SSW. 1	W. 2	NNE. 2	NNE. 1	7.3	9	9	9	8	2.9	....	....
15	27.2	27.3	28.4	27.40	0.00	26.8	28.7	NNE. 2	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 1	10.8	3	2	1	3	7.9	....	....
16	29.5	29.2	31.1	29.69	+ 2.32	28.7	31.4	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.2	2	1	0	2	9.3	....	....
17	32.0	31.7	31.5	**31.62**	+ **4.28**	31.1	**32.3**	SSW. 1	N. 1	SSE. 1	var.	3.4	0	3	0	1	10.4	....	....
18	29.5	27.4	23.2	27.16	+ 6.15	21.2	31.2	SW. 1	SW. 1	SSW. 1	SW. 1	4.6	9	9	7	9	0.9	0.5	2
19	19.2	19.5	20.1	19.73	- 7.54	19.0	21.3	SSW. 1	SW. 2	W. 1	SW. 1	14.0	10	7	16	8	4.1	7.8	4
20	19.9	21.4	22.9	21 11	- 6.13	19.7	23.3	SSW. 1	NNE. 3	NNE. 2	NNE. 2	15.3	1	3	2	3	6.9	....	....
21	23.4	23.7	26.4	24.27	- 2.94	22.6	27.1	NNE. 3	NE. 3	NNE. 2	NNE. 3	30.4	1	1	0	2	7.4	....	....
22	28.7	29.3	30.5	28.95	+ 1.77	27.1	30.8	NNE. 2	NNE. 2	SSW. 1	NNE. 2	15.5	9	2	0	2	8.1	....	...
23	30.7	29.2	29.9	29.98	+ 2.84	28.5	30.9	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	3.1	0	1	0	0	10 3	....	....
24	30.3	29 2	29.3	29.70	+ 2.59	29.1	30.6	NNE. 1	W. 1	NE. 1	var.	2.5	0	1	0	0	10.6	. ..	....
25	30.0	28.9	29.8	29.50	+ 2.43	28.5	30.3	W. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	2.5	9	1	0	2	9.6	....	....
26	30.8	29.6	27.7	29.53	+ 2.49	27.5	31.2	SSW. 1	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 1	2.1	10	8	0	5	3.9	1.0	3
27	26.9	26.2	24 9	26.18	- 0.82	24.6	27.7	SE. 1	NNE. 1	SE. 1	calme	1.4	10	9	1	7	1.1	7.4	8
28	22.7	21.0	18.0	21.34	- 5.63	16.4	24.6	NNE. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	1.9	9	9	10	10	0.4	10.3	**11**
29	15.5	16.7	18.7	**16.88**	**-10.05**	**15.3**	18.8	SW. 1	SSW. 1	N. 1	SSW. 1	8.8	10	9	10	10	0.0	5.0	10
30	18.7	21.5	25.7	21.39	- 5.51	18.1	26.7	SSE. 1	SSE 0	SE. 1	SSE. 1	4.6	10	9	10	10	0.0	5.6	10
Mois	26.64	26.42	26.79	26.58	- 1.05							8.10	6.2	4.8	3.6	5.0	182.3	61.5	66

GENÈVE — SEPTEMBRE 1916

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en 0/0 7 h.	Fraction de Saturation 1 h.	Fraction de Saturation 9 h.	Fraction de Saturation Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation Min.	Fraction de Saturation Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+ 8.0	+16.6	+13.2	+11.73	- 1.86	+ 4.8	+18.2	94	58	81	78	+ 4	57	95	13.8	- 4.5	1675
2	9.4	18.0	13.3	13 05	- 3.43	6.8	19.1	86	60	92	79	+ 5	58	97	15.7	- 2.5	1665
3	9.1	19.6	18.7	**15.79**	- 0.58	7.7	**24.8**	97	67	59	73	- 2	46	98	—	—	1665
4	14.4	17.0	12.4	15.14	- 1 11	11.0	19.3	86	72	80	78	+ 3	60	92	16.8	- 1.3	1665
5	11.6	12.1	10 0	11.32	- 1.81	8.7	13.2	83	67	85	82	+ 7	64	93	15.5	- 2.5	1685
6	10.6	15.4	13.4	12.25	- 3.77	8.0	16.0	93	62	80	80	+ 5	60	96	12.2	- 5.8	1725
7	14.6	17.0	15.5	15.41	- 0 48	13.2	17.8	78	70	72	74	- 2	66	81	—	—	1785
8	13.8	17.2	14.2	14.97	- 0.80	12.2	18 8	80	64	91	78	+ 2	60	93	15.5	- 2.3	1700
9	12.8	17.6	15.0	14 88	- 0.76	11.3	19.7	93	74	89	84	+ 8	64	95	16.0	- 1.8	1725
10	12.2	19.0	15.8	15.31	- 0 18	9.8	22.6	95	61	86	80	+ 1	50	96		—	1725
11	12.0	21.1	15.6	15.41	+ 0.05	10.0	22.2	93	60	83	79	+ 2	50	95	16.7	- 0.9	1735
12	13.4	17.3	13.8	14.81	- 0.44	12.0	17.7	91	55	79	74	- 3	53	91	16.5	- 1.0	1745
13	9.2	17.4	15.0	13.54	- 1.58	7.2	19.3	93	62	74	75	- 2	51	94	16.7	- 0.8	1755
14	13.0	18 6	12.4	14.51	- 0.44	10.8	22.8	88	57	61	70	- 7	55	90	16.5	- 0.9	1735
15	9.6	13.6	9.2	10.85	- 4.00	6 6	15 2	69	60	86	67	-11	52	93	15.7	- 1.6	1715
16	5 6	14.4	11.2	10 25	- 4 46	3.2	16.2	91	53	73	75	- 3	18	96	16.0	- 1.2	1730
17	6.4	16.2	9.8	10.75	- 3.81	4.8	17.4	91	59	89	78	0	55	93	—	—	1695
18	6.4	17.2	11.7	11.72	- 2.70	4.6	18.2	91	65	50	72	- 6	**37**	93	15.7	- 1.3	1700
19	12.0	12.7	8 2	11.57	- 2.71	6.0	15.8	74	62	78	72	- 6	56	87	15.1	- 1.5	1710
20	6.3	11.1	10.0	**9.23**	**- 4.90**	5.2	13.0	92	57	61	69	-10	47	92	11.7	- 5.1	1670
21	9.0	13.3	11.0	10.60	- 3.38	7.8	13.7	71	47	68	**63**	**-16**	44	75	13.0	- 3.7	1735
22	9.0	13.0	8.0	10 11	- 3.72	5 8.	14.2	76	62	86	75	- 4	58	94	13.5	- 3.1	1715
23	4.2	11.4	11.8	9.69	- 3.99	**2.8**	15.5	97	67	90	86	+ 7	63	98	14.0	- 2.5	1710
24	7.7	21.1	12.3	13.32	- 0.20	6.0	22.0	95	46	86	76	- 3	40	96	—	—	1645
25	7.2	16.0	12.8	11.88	- 1.19	5.7	17.4	97	73	90	86	+ 6	67	98	14.5	- 1.8	1655
26	10.2	14.6	12.4	12.43	- 0.78	8.2	17.8	95	82	95	88	+ 8	64	97	14.7	- 1.5	1650
27	11.1	15.8	13.0	12.96	- 0.09	9 4	16.8	85	91	96	93	+13	85	98	14.5	- 1.6	1675
28	12.4	11.9	13.7	13.52	+ **0.63**	11 5	16.6	99	90	98	**95**	**+15**	86	**99**	14.4	- 1.6	1705
29	12.9	13.4	11.6	12.82	+ 0.09	11.0	15.7	94	88	87	90	+10	74	97	14.7	- 1.2	1640
30	+11.6	+12.7	+11.2	+11.88	- 0.69	+10.7	+13.3	87	91	95	89	+ 8	82	97	14.3	- 1.5	1675
Mois	+10.20	+15.91	+12.67	+12.73	- 1.93	+ 8.09	+17.68	88	66	81	79	- 2			14.96	- 2.11	1700

MOYENNES DE GENÈVE — SEPTEMBRE 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0^{mm}.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700^{mm} +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	27.86	27.55	27.73	27.92	27.52	27.19	27.53	27.63	27.62
2e »	26.64	26.36	26.40	26.70	26.19	25.71	26.25	26.63	26.36
3e »	25.73	25.41	25.78	26.20	25.53	25.43	25.87	26.22	25.77
Mois	26.74	26.44	26.64	26.94	26.42	26.11	26.55	26.83	26.58

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+11.18	+10.53	+11.68	+14.80	+16.95	+17.75	+15.53	+13.48	+13.99
2e »	9.86	8.66	9.39	13.45	15.96	16.00	13.31	11.58	12.28
3e »	9.53	8.74	9.53	12.84	14.92	15.39	13.22	11.20	11.92
Mois	+10.19	+ 9.31	+10.20	+13.70	+15.94	+16.38	+14.02	+12.09	+12.73

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	86	87	88	76	66	67	76	84	79
2e »	84	85	87	70	59	56	67	76	73
3e »	91	91	90	81	74	72	84	91	84
Mois	87	88	88	76	66	65	76	84	79

Dans ce mois l'air a été calme 50 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{153}{48} = 3.19$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

		mm
Pression atmosphérique	....	26.62
Nébulosité	....	4.9
Température	$\frac{7+1+9}{3}$ ..	+12°.94
	$\frac{7+1+2\times9}{4}$ ..	+12°.87
Fraction de saturation	....	78 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér..	(1836-1875)	27.63
Nébulosité..	(1847-1875).	4.9
Hauteur de pluie..	(1826-1875).	94.2
Nombre de jours de pluie.	(id.).	10
Température moyenne ...	(id.).	+14°.66
Fraction de saturat.	(1849-1875).	77 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	74.3	66.6	57.7	63.3	70.9	61.4	73.5

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	67.7	61.5	60.4	63.9	76.6	63 5

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE SEPTEMBRE 1916

Les 3, 7, 9, 10, 11, 12, 14, 27, 28 et 30, pluie.
5, 6, 18, 19, 28 et 29, neige.
4, 6, 12 et 21, brouillard toute la journée.
5, 7, 11, 13, 14, 15, 16, 20, 24, 27, 29 et 30, brouillard une partie de la journée.
6, 14, 16, 21 et 30, forte bise.
19 et 20, très forte bise.

GRAND SAINT-BERNARD — SEPTEMBRE 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	68.4	68.0	70.0	68.8	+ 0.7	67.8	70.3	NE. 1	NE. 2	NE. 0	NE. 1	0	1	0	0	....	....
2	69.7	69.6	70.8	70.0	+ 1.9	69.4	70.8	NE. 0	NE. 1	NE. 0	calme	0	1	0	0	. .	....
3	70.4	70.2	69.2	69.9	+ 1.9	68.8	70.7	SW. 0	SW. 1	SW. 0	calme	0	10	1	4	....	....
4	67.3	66.6	65.9	66.6	- 1.4	65.0	68.8	SW. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	5.4	....
5	61.3	60.9	62.9	61.4	- 6.5	60.7	62.3	NE. 0	NE 2	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	25.0	**10**
6	62.8	64.2	65.0	64.0	- 3.9	62.3	65.4	NE. 3	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	10	10	10	1.0	1
7	66.1	66.0	66.1	66.1	- 1.7	65.4	66.5	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	2	0	10	4	6.4	....
8	67.2	67.6	68.5	67.8	+ 0.1	66.5	68.8	SW. 1	SW. 0	SW. 0	calme	10	1	9	7	....	....
9	68.5	69.7	70.4	69.5.	+ 1.9	68.4	70.4	SW. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	2	10	10	7	6.8	....
10	69.1	68.8	67.7	68.5	+ 0.9	67.2	70.1	SW. 2	SW. 1	SW. 0	SW. 1	3	8	5	5	0.2	....
11	65.8	65.9	65.6	65.8	- 1.7	65.4	67.2	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	4	10	8	5.5	....
12	65.2	65.4	67.0	65.9	- 1.5	65.0	67.5	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE 1	10	10	10	10	1.0	....
13	67.3	67.8	67.2	67.4	0.0	66.8	67.9	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	0	0	10	3	. ..	....
14	65.9	65.3	64.7	65.3	- 2.0	64.4	66.8	NE. 3	NE. 3	NE. 1	NE. 2	10	10	10	10	....	....
15	64.0	65.4	65.4	64.9	- 2.3	64.0	65.8	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	10	10	7	....	....
16	66.5	67.4	68.1	67.3	+ 0.2	65.8	68.4	NE. 0	NE. 3	NE. 2	NE. 2	0	0	10	3	....	....
17	68.6	69.5	70.3	69.5	+ 2.4	68.3	70.5	NE. 1	NE. 1	NE 0	NE. 1	0	0	0	0	...	....
18	69.3	67.0	65.0	67.1	+ 0.1	63.7	70.3	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	2	4	10	5	1.5	2
19	59.6	57.5	57.5	58.2	- 8.7	57.2	63.7	NE. 4	SW. 3	NE. 1	NE. 3	10	10	8	9	2.3	4
20	56.9	57.4	57.8	**57.4**	- **9.4**	**56.7**	58.0	NE. 4	NE. 3	NE. 4	NE. 4	10	10	10	10	1.4	....
21	58.4	60.2	62.8	60.5	- 6.2	57.7	63.2	NE. 3	NE. 3	NE. 3	NE. 3	10	10	10	10	...	....
22	65.0	67.2	69.6	67.3	+ 0.7	63.2	69.8	NE. 1	SW 1	SW. 2	SW. 1	0	0	0	0	....	....
23	69.2	69.3	69.9	69.5	+ 2.9	69.2	70.1	NE. 0	SW 1	NE 0	calme	1	2	0	1	..	....
24	69.0	69.3	69.9	69.4	+ 2.9	69.0	70.2	SW. 0	NE. 0	NE. 1	calme	0	0	10	3	.. .	....
25	69.1	69.4	70.6	69.7	+ 3.3	69.0	70.8	SW. 0	SW. 0	NE. 1	calme	0	0	0	0	....	....
26	70.3	70.5	70.1	**70.3**	+ **4.0**	69.8	**70.9**	SW. 0	SW. 1	SW. 2	SW. 1	0	3	0	1	0.7	....
27	69.0	68.4	67.5	68.3	+ 2.1	67.0	69.8	SW. 1	SW. 2	SW. 2	SW 2	10	10	10	10	17.0	. ..
28	65.6	63.6	60.8	63.3	- 2.8	59.3	67.0	SW. 2	SW. 2	SW. 3	SW. 2	10	10	10	10	**38.0**	6
29	57.6	58.0	58.6	58.1	- 7.9	57.5	59.3	SW. 1	SW. 1	NE. 1	SW. 1	10	10	10	10	5.0	1
30	58.1	59.7	61.2	60.7	- 5.2	58.0	65.0	NE. 0	SW. 2	NE. 3	var.	10	10	10	10	2.5	....
Mois	65.71	65.86	66.27	65.95	- 1.50							5.0	5.8	7.1	6.0	119.7	24

Jour du mois	Température 7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	0	0	0	0	0	0	0						
1	- 0.2	+ 5.6	+ 3.6	+ 3.0	- 2.1	- 3.2	+ 6.2	55	59	63.	59	50	91
2	+ 4.5	10.1	6.2	**6.9**	+ 1.9	+ 3.0	**10.3**	46	48	77	57	41	82
3	3.9	8.0	+ 5.2	5.7	+ 0.8	+ 3.7	8.5	84	85	96	88	72	98
4	+ 3.3	+ 3.9	- 0.6	+ 2.2	- 2.6	- 1.5	5.4	96	94	95	95	86	97
5	- 0.6	0.0	- 2.6	- 1.1	- 5.8	- 2.8	0 8	89	90	96	92	67	98
6	- 2.5	+ 0.6	0.0	- 0.6	- 5.2	- 2.9	0.8	94	96	95	95	93	97
7	+ 0.4	5.8	+ 3.1	+ 3.1	- 1.4	- 0.2	6.8	88	73	96	86	71	97
8	1.5	6.1	3.9	3.8	- 0.6	+ 1.0	6.6	79	62	82	74	54	98
9	2.5	4.0	3.2	3.2	- 1.1	2.0	4.2	92	82	89	88	72	96
10	2.8	4.6	3.2	3.5	- 0.7	2.5	5.1	80	82	86	83	68	97
11	2.7	7.0	2.8	4.2	+ 0.1	+ 2.3	7.4	96	78	95	90	66	98
12	0.6	1.2	1.1	1.0	- 3.0	0.0	2.3	95	96	96	96	87	97
13	1.8	7.5	2.6	4.0	+ 0.1	+ 1.6	8.2	80	68	96	81	63	98
14	+ 1.6	4.2	+ 0.2	2.0	- 1.8	- 0.4	4.4	96	85	95	92	81	98
15	- 2.4	5.0	0.0	0.9	- 2.7	- 2.7	5 3	86	70	95	84	62	97
16	- 1.0	2.7	- 0.9	0.3	- 3.2	- 1.8	3.5	63	66	96	75	54	98
17	- 0.5	4.6	+ 1.0	1.7	- 1.7	- 1.3	4.8	52	52	53	**52**	45	87
18	+ 2.2	6.9	+ 3.9	+ 4.3	+ 1.0	+ 1.2	7.3	63	64	64	64	50	90
19	- 0.8	+ 2.2	- 3.8	- 0.8	- 3.9	- 4.2	+ 3.5	94	79	98	90	46	98
20	- 5.5	- 3.4	- 4.0	- **4.3**	- **7 3**	- **6.1**	- 3.0	99	96	76	90	66	100
21	- 4.5	- 2.5	- 3.3	- 3.4	- 6.3	- 5.4	- 2.4	93	97	97	96	77	100
22	+ 0.7	+ 5.9	+ 2.8	+ 3.1	+ 0.3	- 4.3	+ 7.4	47	63	82	64	**31**	100
23	2.3	5.8	4.7	4.3	+ 1.7	+ 1.8	9.1	53	87	74	71	40	92
24	3.0	8.5	2.1	4.5	+ **2.0**	1.0	9.3	63	55	100	73	43	100
25	2.5	6.0	3.2	3.9	+ 1.5	1.0	7.5	62	66	87	72	44	90
26	3.2	6.4	2.8	4.1	+ 1.9	3.0	6.8	72	68	86	75	57	92
27	1.6	1.8	2.0	1.8	- 0.3	+ 1.4	2.2	100	100	100	100	87	100
28	+ 1.9	1.2	+ 0.3	1.1	- 0.8	- 0.2	2.3	100	98	96	98	91	100
29	- 0.4	1.2	0.0	+ 0.3	- 1.5	- 0.7	1.6	95	97	97	96	93	100
30	- 0.2	+ 0.3	- 0.4	- 0.1	- 1.8	- 0.5	+ 0.5	96	97	95	96	94	100
Mois	+ 0.81	+ 4.04	+ 1.41	+ 2.09	- 1.23	- 0.42	+ 4.76	80	78	88	82		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — SEPTEMBRE 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	67.08	67.16	67.56	67.27	80	77	87	82
2e »	64.91	64.86	64.86	64.88	82	75	86	81
3e »	65.13	65.56	66.40	65.70	78	83	91	84
Mois	65.71	65.86	66.27	65.95	80	78	88	82

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	+ 1.56	+ 4.87	+ 2.52	+ 2.98	+ 2.87
2e »	— 0.13	3.79	0.29	1.32	1.06
3e »	+ 1.01	3.46	1.42	1.96	1.83
Mois	+ 0.81	+ 4.04	+ 1.41	+ 2.09	+ 1.92

Dans ce mois l'air a été calme 289 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{76}{32} = 2.38$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	21.9	28.0	55.5	119.7
Neige en centimètres....	—	—	—	24

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

DE LA

FORMULE DE LORENTZ-EINSTEIN

par les Rayons cathodiques de grande vitesse

PAR

C.-E. GUYE et Ch. LAVANCHY

(Suite [1]*)*

(avec la pl. I)

III. Dispositif expérimental et mesures préliminaires

Le schéma général (fig. 1) et sa légende explicative donnant avec des détails suffisants la disposition des divers appareils utilisés dans nos expériences, nous passerons immédiatement à la description de chacun d'eux.

1. *Machine statique.* — La tension aux bornes du tube cathodique était fournie par une *machine de Wimshurst* à 8 plateaux. Entraînée par un moteur à une vitesse de 1100 à 1500 tours, cette machine nous a donné une tension et un débit suffisants pour produire sans utilisation de lumière ultraviolette l'émission de rayons cathodiques d'une vitesse voisine de la moitié de celle de la lumière. Il est presque inutile de rappeler que les machines statiques jouissent d'un avantage énorme sur les transformateurs, quelquefois employés ; elles donnent en effet une tension beaucoup plus constante que ces derniers, même munis de commutateurs tournants et de soupapes ; l'émission cathodique est donc beaucoup plus régulière et surtout plus homogène.

[1]) Voir *Archives,* t. XLII, p. 286.

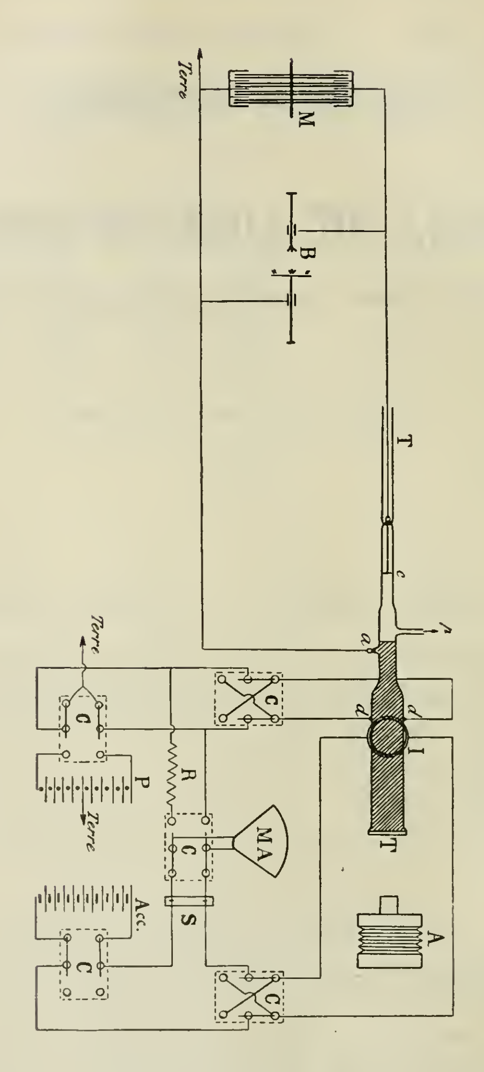


Fig. 1. — Schéma général

M, machine statique ; B, balais régulateurs ; TT, tube cathodique ; *c*, cathode : *a*, anode ; *p*, tube relié à la pompe : *dd*, conducteurs reliés aux plateaux du condensateur ; I, bobines produisant le champ magnétique déviant ; A, appareil photographique ; CC, commutateurs-interrupteurs : MA, milliampèremètre ; S, shunt ; R, résistance pour le milliampèremètre servant de voltmètre ; P, batterie de piles ; A*cc*, accumulateurs.

On sait d'autre part la difficulté que l'on éprouve à obtenir un bon fonctionnement de tubes cathodiques dès qu'il s'agit de produire des rayons de grande vitesse. Nous y sommes parvenus en règlant le degré de vide dans le tube, en même temps que la tension et le débit à la cathode.

Nous utilisions la machine statique de la façon suivante : une fois le degré de vide obtenu dans le tube, nous interrompions le fonctionnement de la pompe; puis le débit et la tension étaient réglés au moyen d'un système de balais B dont on pouvait faire varier le nombre et l'écartement. Ces balais fonctionnent en effet à la façon d'un circuit dérivé et permettent d'obtenir par leur réglage tel débit ou telle tension que l'on désire au tube cathodique.

Pour chaque vitesse cathodique, nous sommes arrivés, par des tâtonnements souvent très longs, à régler le degré de vide dans le tube, la vitesse de rotation de la machine, et enfin l'écartement et le nombre des balais qui donnaient à l'émission son maximum de stabilité. Dans ces conditions, la tache que produisaient sur le fond du tube les rayons cathodiques déviés était très approximativement circulaire (comme le diaphragme). Cette tache conservait dans toutes nos mesures, aux grandes comme aux petites vitesses, une forme toujours la même. On avait ainsi la preuve de la grande homogénéité des faisceaux utilisés.

2. *Tube cathodique.* — Nous avons, après un certain nombre d'essais, adopté pour notre tube définitif la forme donnée par la figure ci-dessous (fig. 2).

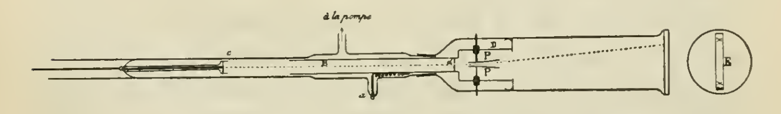


Fig. 2. — Tube cathodique

Ce tube a une longueur totale de 80 c/m environ. Son diamètre qui est de 3 c/m au voisinage de la cathode augmente près de l'anode ; et c'est dans un cylindre 8 c/m de diamètre environ que passe le faisceau dévié.

Pour faciliter le montage et le réglage des pièces placées à son intérieur, le tube était composé de deux parties réunies par un rodage ; un disque de verre également rodé le fermait à son extrémité. Les joints de ces trois pièces ont été rendus parfaitement étanches au moyen d'une cire blanche, sorte de cire à cacheter très fine et très adhérente.

La cathode *c* était en aluminium. D'autres métaux, essayés au cours de nos recherches préliminaires, et notamment le cuivre et le laiton, nous donnèrent rapidement, par suite de leur désintégration, des dépôts métalliques sur la paroi interne des tubes qui devenait ainsi conductrice.

L'anode *a* était constituée par un cylindre de laiton B relié à la terre. Un diaphragme *d* percé à son centre d'une ouverture circulaire de 0,2 m/m et fixé à l'intérieur du cylindre anode limitait l'émission cathodique à un très mince faisceau. A ce tube anode était directement fixé un second cylindre de laiton D, de plus grand diamètre, et destiné à supporter les pièces du condensateur produisant la déviation électrique.

Nous avons en outre recouvert de papier d'étain, également relié à la terre, la partie du tube comprise entre l'anode et le fond ; cette partie est recouverte de hachures dans le schéma général.

Ainsi, les rayons cathodiques pénétraient, à une distance de 10 c/m environ de la cathode, dans un cylindre de Faraday constitué par les cylindres B et D et par le papier d'étain ; dans ces conditions, le faisceau cathodique était soustrait sur la presque totalité de son parcours à l'action des champs électrostatiques extérieurs.

On avait fixé sur la plaque de verre fermant le tube un écran E au tungstate de calcium, cette substance jouissant de la propriété de donner, sous l'influence du faisceau cathodique, une fluorescence bleue, très actinique au point de vue photographique. Sur cette substance étaient tracés deux repères permettant, comme on le verra plus loin, de déterminer l'échelle des clichés photographiques obtenus dans les mesures.

Enfin, le vide à l'intérieur du tube s'obtenait par une pompe Gaede combinée avec une pompe à enveloppe, dispositif du reste très courant actuellement dans les laboratoires. Nous

avons remarqué très nettement, quoique d'une façon qualitative seulement, au cours de nos recherches préliminaires, la relation existant entre la distance cathode-anode et le degré de vide nécessaire à l'émission d'un faisceau cathodique de vitesse déterminée ([1]).

Ce sont en partie ces constatations qui nous ont amenés à adopter plusieurs des dimensions de notre tube. Nous avons ainsi, sans qu'il soit nécessaire de faire usage d'air liquide ni de charbon, et sans l'intervention d'éclairage ultraviolet([2]), obtenu des rayons de très grande vitesse.

3. *Compensation du champ magnétique terrestre.* — Le champ magnétique terrestre agit évidemment sur le faisceau cathodique et produit, aux petites vitesses surtout, une déviation très appréciable. Le seul moyen d'éliminer son action est de le compenser par un champ contraire aussi homogène que possible. L'importance de cette compensation, ainsi que le mode utilisé ont été exposés antérieurement([3]). Comme nous avons utilisé à cet effet le dispositif même dont se sont servis MM. C. E. Guye et S. Ratnowsky, nous nous dispensons d'y revenir en détail. Rappelons seulement qu'il se composait de deux systèmes de cadres perpendiculaires, de très grandes dimensions, dont l'un compensait la composante horizontale, l'autre la composante verticale du champ terrestre.

Il importe de remarquer que, l'axe du tube étant dirigé dans le plan du méridien magnétique, la déviation du faisceau cathodique par le champ terrestre est *horizontale.* Une petite erreur de compensation déplace donc légèrement la trajectoire dans le sens horizontal ; et comme nos mesures s'effectuaient sur des déviations *verticales*, l'influence de cette erreur était pratiquement nulle. Malgré cela, l'intensité du courant passant dans les bobines compensatrices a été contrôlée fréquemment au cours des mesures et maintenue constante, ceci afin d'assurer une parfaite symétrie au dispositif.

[1]) Voir à ce sujet, les recherches de M. Hirch. *Phys. Zeit.*, 1907.

[2]) Remarquons que soit M. Proctor, soit M. Hupka n'ont obtenu leurs grandes vitesses qu'en éclairant la cathode avec un faisceau de lumière ultraviolette.

[3]) Ch. Eug. Guye et S. Ratnowsky, loc. cit.

4. *Champ électrique.* — Le condensateur produisant le champ électrique était composé de deux plateaux PP de laiton de forme spéciale. Les dimensions étaient approximativement les suivantes : 2,4 c/m $\times$ 5 c/m. La surface de ces plateaux n'était pas plane, mais cintrée comme l'indique la fig. 2. Cette forme spéciale paraît présenter plusieurs avantages. Elle rend la méthode des trajectoires identiques plus rigoureuse qu'avec un condensateur plan puisque la forme des surfaces équipotentielles se rapproche ainsi de celle de la trajectoire parcourue par les faisceaux cathodiques. La force agissante étant alors en chaque point, plus exactement normale à la direction de marche de l'électron, celui-ci conserve de ce fait, pendant son passage dans le champ électrique, une vitesse plus rigoureusement constante. Enfin, cette courbure a surtout un avantage pratique : en éliminant l'incertitude provenant du passage du faisceau cathodique très près des bords des plateaux, elle permet d'opérer avec sécurité sur de plus grandes déviations. Dans nos expériences, la distance des deux plateaux était de 4,5 m/m à l'entrée du faisceau et de 9 m/m environ à l'autre extrémité.

Ces plateaux étaient supportés par deux tiges métalliques fixées elles-mêmes au moyen d'anneaux d'ébonite au cylindre D (fig. 2). Ces tiges étaient mises en relation avec l'extérieur par deux fils conducteurs traversant le verre. Le cylindre D pouvait être retiré du tube sans trop de difficultés ; nous sommes arrivés ainsi à faire un réglage très exact de nos plateaux avant leur mise en place, ce qui est absolument impossible quand ces derniers sont fixés directement et définitivement au tube.

La différence de potentiel au condensateur était fournie par une batterie de piles sèches pour lampes électriques de poche. Nous disposions d'un ensemble de 250 piles, de trois éléments chacune, donc d'une tension pouvant s'élever jusqu'à environ 1000 volts. Le milieu de la batterie était à la terre ; nous étions sûrs ainsi de charger les plateaux symétriquement aux potentiels $+\frac{V}{2}$ et $-\frac{V}{2}$. Une telle batterie donne une tension très constante, surtout si l'on a soin de remplacer au fur et à mesure les éléments défectueux.

On verra sur le schéma général la disposition des interrupteurs et des commutateurs permettant d'obtenir la déviation électrique au-dessus et au-dessous de la position du faisceau non dévié.

5. *Champ magnétique.* — Le champ magnétique était fourni par une paire de bobines placées de façon à produire une déviation verticale du faisceau cathodique, et parcourues par un courant provenant d'une batterie d'accumulateurs de grande capacité.

Nous avons adopté des bobines d'un petit diamètre, 8 c/m environ ; car elles ont l'avantage de donner un champ magnétique très faible dans la région voisine de la cathode, région dans laquelle les électrons prennent leur vitesse. Une étude expérimentale nous a du reste montré que l'action de ce champ, au voisinage de la cathode, était tout à fait négligeable, étant données les grandes dimensions de notre tube et les faibles dimensions des bobines.

6. *Mesure de V et de I.* — Nous venons de décrire le dispositif permettant d'obtenir des champs électrique et magnétique convenables. Voyons maintenant l'instrument dont nous nous sommes servis pour la mesure de la tension V et du courant I produisant ces champs.

Nous avons repris le milliampèremètre de Simens et Halske déjà utilisé par MM. C. E. Guye et S. Ratnowsky. Cet instrument pouvait fonctionner soit comme voltmètre pour la mesure de V par l'adjonction d'une grande résistance, soit comme ampèremètre pour celle de I au moyen d'un shunt convenable. Le schéma général montre la disposition des connexions, des interrupteurs et des commutateurs permettant de mettre ce milliampèremètre en communication soit avec la batterie de piles, soit avec les accumulateurs.

Il fallait, pour éviter toute erreur systématique, vérifier avec un soin tout particulier la graduation de l'instrument. Ce contrôle, nous l'avons fait à diverses reprises au cours de nos expériences. L'homogénéité de l'échelle a toujours été trouvée exacte, aux erreurs d'expérience près bien entendu. Voici du reste à titre d'exemple deux séries de mesures effectuées dans ce but, la première au début de nos expériences, la deuxième à la fin.

1re série				2me série	
$\delta_{observée}$	$\delta_{calculée}$	$\delta_{observée}$	$\delta_{calculée}$	$\delta_{observée}$	$\delta_{calculée}$
140.95	140.9	54.75	54.66	100.70	100.74
121.75	121.7	51.85	51.79	69.65	69 62
109.60	109.56	49.18	49.19	67.45	67.42
98.65	98.65	39.40	39.36	38.75	38.74
89.75	89.65	35.13	35.15	32.00	31.95
61.60	61.60	34.03	33.93	29.15	29.18

La graduation de ce milliampèremètre permet, grâce à sa netteté, de faire des lectures au dixième de division. Et comme sur l'instrument nos mesures les plus faibles étaient encore supérieures à 30 divisions, on pouvait donc dans la grande majorité des cas mesurer I et V à moins de 1/4 %.

Insistons aussi sur le fait que dans le cas de nos mesures les *valeurs relatives* de V et de I interviennent seules dans les calculs ; on pourrait donc se dispenser de vérifier les indications absolues du milliampèremètre.

Enfin, les grandes résistances branchées en série sur le voltmètre ont été à diverses époques soigneusement contrôlées avec une boîte Carpentier de haute précision.

Ainsi l'idée d'une erreur systématique appréciable provenant de l'instrument de mesure doit, nous semble-t-il, être complètement écartée.

7. *Dispositif photographique.* — L'appareil photographique employé était muni d'un objectif à grande ouverture et à court foyer. Sa forme générale ainsi que sa position par rapport au tube sont données par le schéma ci-après (fig. 3).

La plaque photographique était portée par un châssis ; celui-ci, engagé dans une glissière, pouvait subir au moyen d'une vis v un déplacement latéral. Un ressort R dont l'extrémité s'engageait dans une série de crans, permettait de faire progresser ce châssis d'une quantité toujours la même. Ainsi chaque cliché était capable d'enregistrer tout un ensemble de déterminations, puisque une seule de ces déterminations, composée de deux déviations électriques et de deux déviations magnétiques toutes quatre verticales, n'utilisait qu'une bande

très étroite de la plaque photographique. En outre un écran E, dans lequel était découpée une fente *f* correspondant à la région où venait se former l'image des traces fluorescentes, protégeait le reste du cliché contre les rayons de lumière diffuse qui auraient pu pénétrer dans l'appareil.

Cet appareil photographique était lui-même fixé à un socle suffisamment lourd et massif pour éviter tout déplacement, une fois la mise au point terminée.

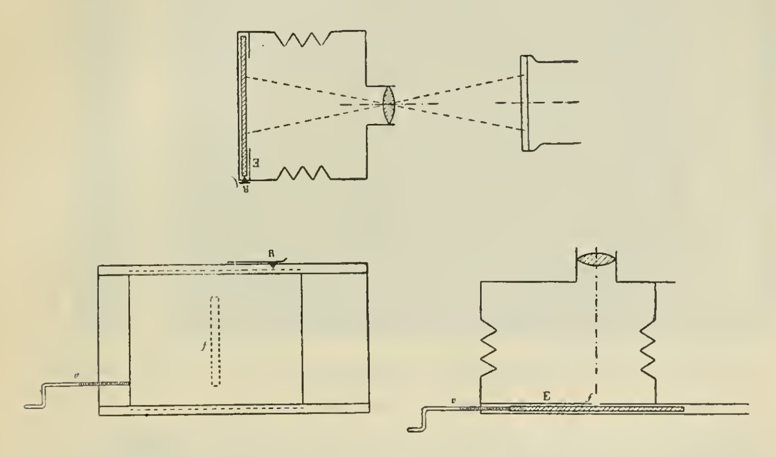


Fig. 3. — Dispositif photographique.
E, écran ; *v*, vis déplacement du cliché : R, ressort d'arrêt ; *f*, fente.

Les dimensions et la disposition des appareils étaient telles que l'image sur le cliché photographique avait très approximativement les dimensions de l'objet. C'est ainsi que les deux points de repère tracés sur le fond du tube à une distance de 69,2 m/m étaient distants sur nos clichés photographiques de 69,3 m/m pour une partie de nos mesures et de 68.4 m/m pour l'autre partie.

Ces points de repère, indiqués sur la fig. 2 et visibles sur les reproductions de clichés données à la fin de ce travail étaient constitués par deux croix tracées en noir sur la plaque fermant le tube avant l'application de la poudre blanche de tungstate de calcium. On les photographiait au commencement et à la fin de chaque série de mesures effectuées sur une même plaque.

A cet effet, un éclairement rapide de l'écran au moyen d'une lampe électrique ordinaire produisait sur le cliché une bande noire et deux petites croix très nettes, quoique peu intenses. La distance de ces repères nous donnait l'échelle du cliché. On obtenait ainsi facilement le rapport de la grandeur de l'image à l'objet ; et il était possible de faire subir aux mesures la correction nécessitée par un changement de cette échelle, changement qui aurait pu provenir soit d'une nouvelle mise au point éventuelle, soit d'un déplacement accidentel d'une partie du dispositif photographique, soit enfin d'une modification très peu probable de la couche de gélatine du cliché au cours du développement([1]).

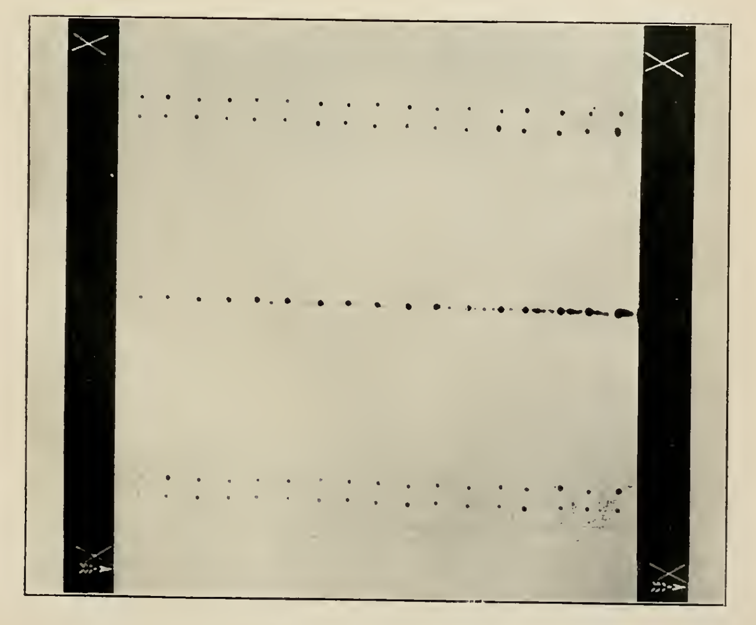
La fluorescence produite sur le tungstate par un faisceau de petite vitesse étant très intense, on obtient facilement dans ce cas, une rapidité d'opération suffisante avec des plaques ordinaires. Dans ces conditions, les plaques *Wellington*, *Bleues Lumière,* nous ont donné d'excellents résultats. Mais aux grandes vitesses, il est de toute importance, pour réduire le temps de pose au minimum, de prendre des plaques photographiques d'extrême sensibilité. Nous avons alors utilisé exclusivement les marques *Capella*, plaques italiennes, et *Violettes Lumière.*

A la rapidité d'impression photographique devait correspondre un maniement rapide du dispositif ; à cet effet, les commutateurs et interrupteurs étaient placés de façon telle qu'ils pouvaient être manœuvrés très commodément, même dans l'obscurité. De telle sorte qu'une détermination, composée d'une double déviation magnétique et d'une double déviation électrique se faisait, avec un peu d'habitude, en moins de cinq secondes ; exceptionnellement la pose a été plus longue pour les très grandes vitesses, environ dix secondes. Dans ces conditions, la variation de dureté du tube n'avait plus que fort peu d'importance.

Pour rendre les clichés plus compréhensibles, nous devons

[1]) Au cours de nos mesures, un déplacement accidentel a été nettement constaté par ces variations d'échelle : celui du tube lui-même par rapport au reste du dispositif. Nous avons alors dû abandonner la première série de déterminations et en reprendre une nouvelle.

Apparence du phénomène



Apparence du négatif

encore faire diverses remarques. Les déviations magnétique et électrique étant toutes deux verticales, on ne peut les distinguer nettement qu'à la condition de les faire d'inégale grandeur. Toujours la plus grande déviation est la déviation magnétique[1], et la plus petite la déviation électrique. Enfin, on verra sur nos clichés une petite flèche voisine de l'un des deux points de repère : elle indique l'ordre dans lequel ont été faites les diverses déterminations.

Donc en résumé, avec notre système photographique, nous obtenions sur chaque cliché tout un ensemble de déterminations (en général de 10 à 18). Chacune de ces déterminations comprenait 5 points disposés verticalement : le point central correspondait au faiseau non dévié, les deux points extrêmes à la double déviation magnétique et les deux points intermédiaires à la double déviation électrique.

Cet ensemble de déterminations était effectué sans apporter de modification au fonctionnement de la machine statique et sans faire agir la pompe de Gæde ; la vitesse du faisceau restait donc sensiblement constante. Une lecture de l'intensité aux bobines et de la tension aux plateaux faite au milliampèremètre au commencement et à la fin de la série, ainsi que la photographie des points de repère fournissaient avec la mesure des déviations les divers éléments nécessaires aux calculs.

8. *Mesures des déviations sur les clichés photographiques.* — Le faisceau dévié produisait sur le fond du tube, donc sur le cliché photographique qui est son image, de petites taches très approximativement circulaires (voir planche I). Il fallait donc mesurer sur les clichés (négatifs) les distances correspondant à la double déviation électrique et à la double déviation magnétique.

Nous avons essayé, au cours de nos recherches préliminaires, plusieurs procédés de mesure. Et, quoique les centres des

[1]) La dérivation magnétique a été choisie la plus grande parce que, d'une part, la méthode des trajectoires identiques est alors tout à fait rigoureuse, ce qui ne serait peut-être plus le cas pour de très grandes déviations électriques (influence des bords du condensateur) ; et parce que, d'autre part, cette déviation magnétique entre au carré dans nos formlues fondamentales ; elle doit donc être connue plus exactement.

taches ne fussent pas nettement définis, des mesures faites au moyen de méthodes différentes donnèrent exactement les mêmes résultats. Du reste, l'œil est particulièrement sensible à un défaut de symétrie ; et, soit que nous centrions sur la tache un petit rond tracé sur une lame transparente, soit que nous cherchions la position du centre de la tache par rapport aux traits d'une règle graduée au $^1/_{10}$ de millimètre et appliquée sur le cliché, soit même que nous centrions la tache au moyen d'une carte perforée d'un orifice circulaire, les mesures donnaient des chiffres extrêmement concordants. Voici, à titre d'exemple, deux séries de mesures préliminaires effectuées sur une même distance par les deux premiers procédés, que nous avons plus particulièrement étudiés :

	Centrage d'un rond		*Règle au $^1/_{10}$ de m/m.*
	22.10		22.15
	22.05		22.10
	22.15		22.10
	22.15		22.20
Moyenne	22.11	Moyenne	22.14

Nous nous sommes arrêtés en définitive, pour nos mesures, au procédé de la règle graduée au $^1/_{10}$ de mm., de beaucoup le plus pratique.

En admettant une approximation égale à $^1/_{10}$ de mm. pour chaque lecture, ce qui n'est nullement exagéré, nous pouvions compter sur une précision voisine du $^1/_{300}$ sur la lecture d'une détermination isolée. Et comme nos calculs étaient faits avec des valeurs moyennes correspondant dans la majorité des cas à des moyennes obtenues sur un ensemble de plus de 10 déterminations, les erreurs d'expérience devaient s'éliminer en grande partie.

Cette méthode de mesure est encore très longue ; et nous avons reconnu dans la suite que l'on atteignait une précision tout aussi grande en procédant d'une autre façon. On tendait le long du cliché deux fins cheveux placés de telle façon que leur distance représentât aussi bien que possible l'ensemble des déterminations enregistrées sur cette plaque photographique. Au moyen de la même règle au $^1/_{10}$ de mm., on faisait deux lec-

tures de cette distance ; l'une en regard de la première détermination, l'autre en regard de la dernière. Cette façon de déterminer la distance moyenne était très rapide et ne diminuait pas la précision d'une façon appréciable. Toute la seconde partie de nos résultats a été calculée au moyen de chiffres obtenus par ce procédé-là.

Il importe de remarquer, enfin, que nous avons éliminé de nos résultats, *avant leur mesure*, les clichés n'offrant pas une régularité suffisante. Le fonctionnement du tube peut, en effet, subir accidentellement un brusque changement au cours d'une expérience ; aussi les quelques plaques sur lesquelles ne se trouvaient pas au moins trois déterminations successives, correspondant à une vitesse très approximativement la même, étaient écartées d'emblée. Cette élimination nous permettait de ne conserver que les clichés présentant le maximum de sécurité, ceux pour lesquels la dureté du tube s'était maintenue constante.

9. *Variations des Constantes A et B.* — Nous avons dit dans notre partie théorique que les intégrales de champ A et B peuvent être considérées comme pratiquement constantes, même pour des déviations qui ne restent pas rigoureusement identiques. Nous allons donner maintenant quelques détails sur l'étude expérimentale entreprise pour rechercher l'ordre de grandeur de la variation de ces quantités A et de B en fonction des déviations x et y.

Ces recherches ont été effectuées sur des faisceaux cathodiques de vitesse relativement faible, le tube fonctionnant dans ces conditions avec le maximum de régularité ; car il est nécessaire de maintenir une vitesse aussi constante que possible pendant un ensemble d'observations. Au reste, les faibles erreurs provenant des petites variations accidentelles de vitesse, variations qu'il n'est jamais possible d'éviter complètement, n'ont plus d'influence sur les moyennes par le fait du grand nombre de mesures effectuées.

Voyons successivement comment nous avons mis en évidence la variation des constantes A et B.

a) *Constante A.* — Soit une série de déviations électriques x_0 , $x_1, \ldots, x_n$ effectuées sur un faisceau cathodique de vitesse

constante v, et obtenues en portant respectivement les plateaux du condensateur aux tensions $V_0, V_1, \ldots V_n$. Ces déviations nous donnent les équations :

$$\text{(XIII)} \quad \left\{ \begin{aligned} x_0 &= A_0 \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{V_0}{v^2}, \\ x_1 &= A_1 \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{V_1}{v^2}, \\ &\cdots\cdots\cdots \\ x_n &= A_n \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{V_n}{v^2}. \end{aligned} \right.$$

On en tire les relations suivantes :

$$\text{(XIV)} \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{A_1}{A_0} &= \frac{x_1}{x_0} \frac{V_0}{V_1}, \\ &\cdots\cdots\cdots \\ \frac{A_n}{A_0} &= \frac{x_n}{x_0} \frac{V_0}{V_n}, \end{aligned} \right.$$

relations qui nous montrent que lorsqu'on connaîtra les valeurs des tensions $V_0, V_1, \ldots, V_n$ correspondant à des déviations $x_0, x_1 \ldots, x_n$, on pourra aisément calculer le rapport $\frac{A_n}{A_0}$ pour les diverses valeurs des déviations.

Le tableau et le graphique ci-après donnent en résumé les résultats des mesures destinées à mettre en évidence cette variation.

Sur ce graphique, nous avons porté en abcisses les valeurs en m/m. des déviations x_n et en ordonnées les valeurs de $\frac{A_n}{A_0}$. La *déviation moyenne* x_0, à laquelle nous avons rapporté toutes les autres, est très voisine de 50 mm. C'est autour de cette déviation que généralement nous opérions. Un nombre assez grand de déviations s'écarte d'une façon très sensible de cette valeur ; cela tient principalement à deux causes : d'abord à notre souci d'opérer rapidement, et secondement au mode de réglage [1] du potentiel V de la batterie de piles. Quoi qu'il en soit, le graphique nous montre que dans la région des déviations utilisées, région

[1]) Ce réglage se faisait de 25 en 25 volts approximativement.

x_n	$\frac{A_n}{A_0}$
53.9	1.001
50.4	*1.000*
46.7	0.999
40.0	0.998
33.0	0.999

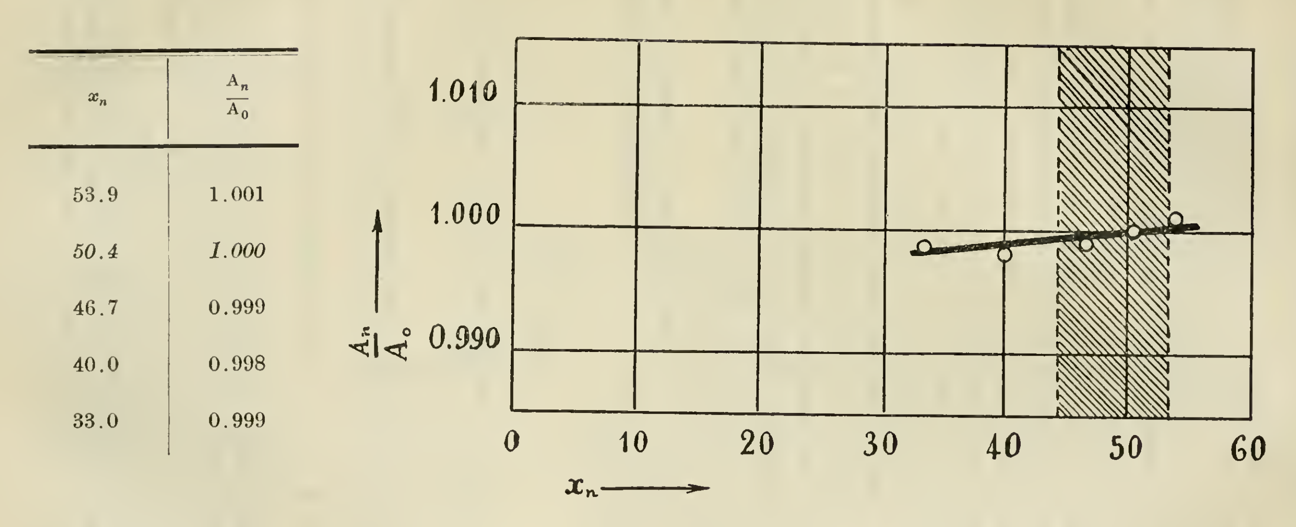


Fig. 4. — Tableau et graphique représentant la variation du rapport $\frac{A_n}{A_0}$ en fonction de la déviation électrique x_n

couverte de hachures, la quantité A peut être considérée comme pratiquement constante [1].

b) *Constante B.* — Procédant d'une manière absolument analogue dans le cas de la constante B, nous obtenons des relations semblables qui nous donnent la variation de $\frac{B_n}{B_0}$ en fonction de la déviation magnétique y_n. Les résultats de cette étude sont de même résumés par les tableau et graphique ci-après.

La *déviation moyenne* y_0 est dans ce cas voisine de 57 mm. On voit bien que dans la région couverte de hachures s'étendant de part et d'autre de cette déviation moyenne et représentant la région utilisée, la variation de B est pratiquement nulle [2].

Donc, en résumé, nous pouvons *considérer les quantités A et B comme pratiquement constantes pour l'ensemble des déviations que nous avons utilisées. Ce résultat nous autorise à étendre sans modification, à des déviations presque constantes, le principe de la méthode des trajectoires identiques,* et à prendre pour formules fondamentales les relations (XI) et (XII) dans lesquelles ne figurent pas les intégrales de champ.

10. *Détermination de la vitesse absolue des rayons de comparaison.* — Rappelons que la vitesse d'un faisceau cathodique est donnée par la formule

$$(V') \qquad v = \sqrt{\frac{A}{x}\,\frac{\varepsilon}{\mu_0}\,\frac{\mu_0}{\mu}\,V}\,.$$

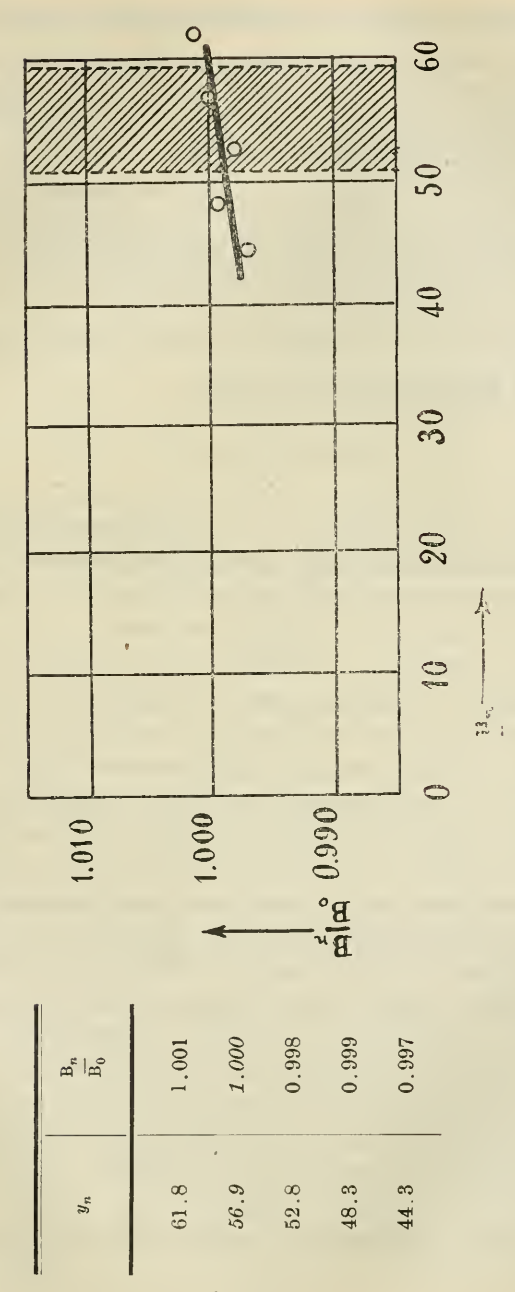
Sa détermination revient donc à la connaissance des valeurs de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$, de $\frac{\mu}{\mu_0}$ et de A.

Quant aux quantités x et V, leur mesure n'offre aucune difficulté.

a) *Valeur de* $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$. — De nombreux travaux ont été entrepris

[1]) Exceptionnellement un cliché isolé a été conservé tout en ayant une déviation électrique qui se trouvait en dehors de ces limites ; sa mesure nous a donné $x = 34.05$; nous n'avons pas effectué la correction qui, du du reste, comme on le remarque par le tableau, est encore très faible, et négligeable devant d'autres erreurs plus importantes.

[2]) A titre exceptionnel deux clichés ont enregistré des déviations tombant en dehors des limites données par la région couverte de hachures : $y = 60.80$ et $y = 44.18$. Encore ici, il n'y avait pas lieu d'effectuer une correction.



y_n	$\frac{B_n}{B_0}$
61.8	1.001
56.9	*1.000*
52.8	0.998
48.3	0.999
44.3	0.997

Fig. 5. — Tableau et graphique représentant la variation du rapport $\frac{B_n}{B_0}$ en fonction de la déviation magnétique

depuis quelques années pour déterminer avec exactitude la valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$; on peut actuellement sans craindre une erreur notable admettre pour cette valeur 1.77×10^7. C'est ce chiffre que nous avons introduit dans nos calculs.

b) *Valeur de* $\frac{\mu}{\mu_0}$. — Cette valeur, du reste fort peu différente pour les faibles vitesses suivant l'hypothèse considérée, se calcule par les formules théoriques rappelées dans notre introduction.

c) *Mesure de A.* — La valeur de A est liée, comme on sait, au potentiel de décharge U par la relation

$$\text{(VI)} \qquad A = 2 \frac{U}{V} \frac{\mu}{(\mu)} x \, .$$

Sa mesure est très délicate, car elle nécessite la détermination de potentiels assez élevés, quoique très inférieurs à ceux mesurés dans la méthode de M. Hupka. Ces potentiels U étaient très voisins de 14.000 volts. Ils auraient donc pu encore être mesurés avec précision au moyen de l'électromètre absolu Bichat-Blondlot. Malheureusement, cet appareil ne se prête guère à des lectures rapides, telles qu'elles doivent être effectuées aux bornes d'un tube cathodique. Nous avons donc préféré nous servir pour ces déterminations de l'électromètre sous pression de MM. C.-E. Guye et A. Tcherniawsky (¹) qui ne fournit, il est vrai, que des valeurs relatives, mais qui est à lecture beaucoup plus rapide, et qui peut ensuite être étalonné facilement avec un électromètre absolu. Cet électromètre sous pression fonctionnait très normalement même pour des potentiels bien supérieurs à ceux que nous avions à mesurer. On choisissait du reste, pour effectuer les mesures, le moment où la régularité de l'émission cathodique était la plus grande possible. Les tableaux, donnés plus bas, montrent quel était le degré de régularité de fonctionnement du tube dans ces expériences.

L'étalonnage de l'électromètre sous pression a été ensuite

¹) C.-E. Guye et A. Tcherniawsky, *Arch. d. Sc. Phys. et Nat.*, 35, 1913, page 565.

effectué avec beaucoup de soin au moyen de l'électromètre absolu Bichat-Blondlot et *pour la région même de l'échelle que nous avions utilisée dans nos mesures sur les rayons cathodiques.*

Au voisinage de 14.000 volts, l'électromètre sous pression nous permettait d'arriver à une précision minimum de lecture de $^1/_{150}$. D'autre part, les lectures au Bichat-Blondlot pouvaient être faites à environ $^1/_{200}$. On se rend compte ainsi de la précision que nous pouvions atteindre sur la moyenne des mesures, précision qu'il nous aurait été très difficile, sinon impossible, d'obtenir s'il s'était agi de mesurer des potentiels beaucoup plus élevés.

La mesure de A nécessite encore la connaissance du rapport $\frac{\mu}{(\mu)}$ de la masse transversale à la masse cinétique, ces deux masses étant des fonctions de la vitesse calculables par les formules théoriques.

Il suffit donc de calculer pour chacune des hypothèses et par la relation

$$(V) \qquad v = 2\frac{U}{V}\frac{\mu}{(\mu)}x,$$

la vitesse v des faisceaux étudiés pour obtenir ensuite par les formules théoriques la valeur de $\frac{\mu}{(\mu)}$. Le calcul exact de $\frac{\mu}{(\mu)}$ pouvait aisément se faire par approximations successives. En faisant $\frac{\mu}{(\mu)} = 1$ dans (V) nous en tirions une première valeur de v qui nous permettait de calculer en première approximation les valeurs correspondantes de $\frac{\mu}{(\mu)}$. Introduisant ces nouvelles expressions de $\frac{\mu}{(\mu)}$ dans (V), nous en déduisions de nouvelles valeurs de v, puis de $\frac{\mu}{(\mu)}$. On pouvait donc calculer v ainsi que le rapport $\frac{\mu}{(\mu)}$ pour chacune des deux hypothèses avec toute la précision que l'on désirait. D'ailleurs, pratiquement, la troisième approximation se confondait toujours avec la deuxième.

Ainsi, la valeur de A pouvait être exactement calculée par la formule (VI).

Les expériences qui ont servi à la déterminer ont été effectuées au début et à la fin de nos séries de mesures ; les tableaux ci-après résument ces expériences et donnent la valeur de la constante A dans l'hypothèse de Lorentz-Einstein.

Dans l'hypothèse d'Abraham cette valeur est à peine différente puisque la divergence ne porte que sur le rapport $\frac{\mu}{(\mu)}$ et cela pour des rayons relativement lents. (Voir formule VI).

1re série (au début)		*2me série (à la fin)*	
A	U	A	U
6899	13660	6937	13880
6839	13130	6889	13600
6849	13600	6843	13830
6839	13660	6901	14070
6897	13670	6920	13880
6906	13680	6912	14010
6885	13650	—	—
6901	13650	—	—
Moy. 6890	—	Moy. 6900	—

L'examen de ces deux séries nous montre que les différences entre les diverses valeurs de A ne dépassent jamais l'ordre de grandeur des erreurs d'expérience ; et que des mesures effectuées à un long intervalle de temps ne donnent aucune différence sensible ; la différence entre les moyennes de ces deux séries est en effet inférieure à $\frac{1}{700}$, précision même plus grande que celle à laquelle nous avions droit d'espérer.

d) *Mesure de v.* — Après avoir ainsi obtenu très exactement la valeur de A, nous avons procédé à un second groupe d'expériences qui devaient nous donner tous les éléments nécessaires à la mesure de la vitesse de comparaison. Dans ces expériences, nous n'avions plus à mesurer le potentiel de décharge puisque la vitesse se calculait par l'équation (V'). Il suffisait d'enregistrer les déviations électrique et magnétique et les tension et intensité produisant les champs déviants. Toute l'attention

pouvait ainsi être portée sur le réglage du fonctionnement même du tube de façon à obtenir pendant toutes les mesures des rayons homogènes, de vitesse constante.

Le calcul a été conduit également par approximations successives. Nous donnons ci-après la valeur moyenne de notre vitesse de comparaison calculée avec des mesures effectuées sur environ 200 déviations du faisceau cathodique ; cette valeur est évidemment légèrement différente suivant que les calculs ont été entrepris d'après l'une ou l'autres des deux théories :

Vitesse de comparaison [1] calculée d'après Lorentz-Einstein $\beta = 0.2279$

Vitesse de comparaison, calculée d'après Abraham $\beta = 0.2286$

Le grand nombre de mesures élimine presque totalement les erreurs fortuites, dont la principale résulte toujours de l'instabilité de l'émission cathodique.

Il eut été semble-t-il beaucoup plus pratique de mesurer le potentiel de décharge relatif aux rayons de comparaison eux-mêmes, et de se dispenser d'effectuer la mesure de la constante A, puisque la détermination d'une vitesse revient toujours en définitive à celle des éléments de l'équation :

$$U\varepsilon = \frac{1}{2}(\mu)v^2.$$

Si nous avons choisi cette méthode, c'est qu'elle nous permettait de séparer les difficultés. Dans un premier groupe de mesures, celui qui nous a donné A, nous pouvions vouer tous nos soins à la détermination de U et de V sans avoir à nous préoccuper de maintenir la vitesse v des rayons rigoureusement constante. Nous pouvions entreprendre ensuite le deuxième groupe qui nous donnait la mesures de x, y, V et I relatifs à la vitesse de comparaison, cette fois sans avoir à lire le potentiel de décharge au tube cathodique.

[1]) Nous donnons cette vitesse rapportée à celle de la lumière prise comme unité.

(A suivre).

CHAMP MOLÉCULAIRE ET DÉCHARGE DISRUPTIVE

PAR

Ch.-E. GUYE

(2me note)

Dans une précédente note (¹) nous avons indiqué quelle pouvait être l'influence de la polarisation des molécules d'un milieu fluide sur le phénomène de la décharge disruptive. En dernier lieu, nous avons envisagé le cas d'un milieu gazeux dont toutes les molécules posséderaient un moment électrique invariable et seraient orientées parallèlement au champ inducteur.

Un examen plus attentif de cette question nous a montré que la démonstration et l'expression du champ moléculaire que nous avons donnée dans ce dernier cas (p. 18) ne peut être maintenue (²).

Le champ moléculaire à l'intérieur d'un diélectrique, doit vraisemblablement correspondre, en première approximation du moins, au champ de Lorentz, lequel est aussi *proportionnel au moment électrique de l'unité de volume.* Les conséquences restent donc sensiblement celles que nous avions émises précédemment bien que la formule soit différente. Ce champ moléculaire aura pour effet d'ajouter son action à celle du champ

¹) *Arch. des Sc. phys. et nat.*, t. XLII, p. 14 et suivantes.

²) En effet la force électrique qu'exerce une molécule polarisée O sur un point P n'est pas, en général, dirigée suivant la droite $\overline{OP}$, ainsi que nous avions crû pouvoir l'admettre. En outre, un « élément » de volume du gaz polarisé, ne peut être considéré comme ne contenant que des molécules entières ; en réalité une partie des molécules qui s'y trouvent, comme l'a fait remarqué Lorentz, ont un de leurs pôles en dehors de l'élément et l'influence de ces demi-molécules n'est nullement négligeable dans l'évaluation du moment électrique de l'élément de volume.

inducteur pour favoriser l'ionisation par chocs et faciliter le passage de la décharge disruptive.

Au lieu de considérer toutes les molécules comme orientées dans la direction du champ inducteur, nous allons envisager le cas où les molécules du gaz tout en conservant un moment électrique invariable sont soumises à la double action du champ inducteur et de l'agitation thermique. C'est le problème qu'a résolu si élégammment M. Langevin pour expliquer le paramagnétisme des gaz.

La démonstration qu'en a donnée cet auteur dans le cas du paramagnétisme peut être transportée en quelque sorte intégralement dans le domaine des moments et des forces électriques. Dans le cas où les molécules n'ont pas d'énergie potentielle relative d'orientation, comme dans le cas des gaz, cette démonstration conduit à la formule :

$$\mathrm{I} = [n_1\bar{\mu}_x] = n_1\mu\left[\cot h\,.\,a - \frac{1}{a}\right], \qquad (1)$$

dans laquelle I représente le moment électrique de l'unité de volume ; n_1 le nombre des molécules de l'unité de volume ; μ le le moment électrique invariable de chacune d'elles ; $\bar{\mu}_x$ la *composante moyenne* du moment électrique d'une molécule, dans la direction du champ imducteur X. La valeur de a est alors donnée par l'expression :

$$a = \frac{\mu \mathrm{X}}{r\mathrm{T}}, \qquad (2)$$

rT étant l'énergie moyenne de rotation d'une molécule ; T la température absolue.

Il est aisé de voir par les formules (1) et (2) qu'au fur et à mesure que croît le champ inducteur X ou que la température T diminue et avec elle l'agitation thermique, le moment de l'unité de volume tend vers la valeur $\mathrm{I} = n_1\mu$, correspondant au cas où toutes les molécules ont leur axe orienté dans la direction du champ X ; on est alors ramené au cas précédemment envisagé.

La formule (1) a été établie dans l'hypothèse d'un milieu dont les molécules n'ont pas d'énergie potentielle de rotation

appréciable. Mais on peut ainsi que l'a fait M. Weiss l'étendre au cas où un champ moléculaire X_m proportionnel au moment de l'unité de volume viendrait se superposer au champ inducteur.

Dans le cas des gaz aux faibles pressions, ce champ sera vraisemblablement négligeable car le nombre n_1 des molécules par unité de volume sera petit. Il en sera de même si la température est élevée. Il n'y aura donc pas lieu d'en tenir compte dans le phénomène de l'ionisation par chocs.

Mais dans le cas des gaz comprimés ce champ peut fort bien n'être plus négligeable et agir d'une façon appréciable dans le même sens que le champ inducteur. Il faudra alors en tenir compte et remplacer dans l'expression (2) X par $X + X_m$, comme l'a fait d'ailleurs M. Weiss.

Le champ moléculaire électrostatique étant proportionnel à l'intensité de polarisation $n_1\overline{\mu_x}$, on pourra répéter pour ce champ une partie des considérations développées par M. Weiss dans l'hypothèse d'un champ moléculaire proportionnel à l'intensité d'aimantation et faire usage des mêmes modes de calcul dans bien des cas.

Jusqu'ici, nous avons supposé dans les exemples qui précèdent que le moment électrique de chaque molécule était invariable; c'est là une hypothèse particulière à laquelle plusieurs résultats expérimentaux ne paraissent guère favorables. Aussi des hypothèses plus complètes ont-elles été envisagées, particulièrement par M. Debye qui suppose que les molécules d'un diélectrique contiennent d'une part des électrons mobiles reliés élastiquement à leur position d'équilibre et d'autre part un moment invariable. Le moment électrique de la molécule serait alors la somme de ce moment électrique invariable et d'un moment variable en fonction du champ électrique résultant dans lequel se trouvent les électrons mobiles.

D'une façon générale, si l'on admet au sein d'un gaz comprimé l'hypothèse d'un champ moléculaire proportionnel au moment électrique de l'unité de volume (champ de Lorentz par exemple) ce champ aura pour effet de faciliter l'ionisation par chocs et le phénomène de la décharge disruptive qui en est la conséquence.

Des expériences en cours d'exécution sur la décharge dans les gaz comprimés nous permettront peut-être de préciser davantage quelles sont les hypothèses auxquelles il conviendra de s'arrêter; nous nous bornons pour l'instant aux quelques considérations générales qui précèdent.

CALORIMÉTRIE

DES

SUBSTANCES FERRO-MAGNÉTIQUES

PAR

P. WEISS, A. PICCARD et A. CARRARD

La notion de champ moléculaire appliquée au calcul des phénomènes thermiques dont les ferromagnétiques sont le siège (1) a montré qu'un terme magnétique doit s'ajouter dans la chaleur spécifique vraie à la valeur qu'aurait cette quantité pour un corps de mêmes propriétés mais privé de son magnétisme. Nous allons d'abord reproduire ici cette théorie :

L'énergie mutuelle d'un certain nombre d'aimants de moment magnétique invariable μ est :

$$E = -\frac{1}{2}\sum \mu \, . \, H \, . \cos\alpha \ ,$$

H étant le champ dans lequel est placé l'un d'entre eux et provenant de tous les autres, et α l'angle de H avec μ.

Lorsque cette somme est étendue à tous les aimants élémentaires contenus dans un centimètre cube, on a :

$$E = -\frac{1}{2} I \, . \, H_m$$

où H_m représente le champ moléculaire et I l'intensité d'aimantation. Mais, puisque le champ moléculaire est relié à l'intensité d'aimantation par

$$H_m = N \, . \, I \ ,$$

1) Pierre Weiss et P. N. Beck, *J. de Phys.*, 4e s., t. VII, p. 249; 1908 et *Arch. des Sc. phys. et nat.*

où N est un coefficient constant, on a aussi :

$$E = -\frac{1}{2}NI^2 .$$

Cette énergie est négative ; il faudra donc fournir de l'énergie pour désaimanter.

Or I décroît d'une manière continue quand la température s'élève du zéro absolu à la température Θ de disparition du ferromagnétisme spontané. La quantité totale de chaleur absorbée par le phénomène magnétique dans l'unité de masse du corps, entre la température où l'intensité d'aimantation est I et la température Θ est donc :

$$q_m = \frac{1}{2J} \cdot \frac{N}{D} \cdot I^2 = \frac{1}{2J} \cdot \frac{H_m \cdot I}{D} ,$$

où J est l'équivalent mécanique de la calorie, et D la densité. Et il s'ajoute à la chaleur spécifique un terme magnétique :

$$c_m = \frac{1}{2J} \cdot \frac{N}{D} \cdot \frac{dI^2}{dt} , \qquad (1)$$

ou, en remplaçant $I = D . \sigma$, ou σ est l'aimantation spécifique, c'est-à-dire rapportée à l'unité de masse

$$c_m = \frac{1}{2J} ND \frac{d\sigma^2}{dt} ,$$

Ce terme magnétique, très faible aux basses températures, croît constamment quand la température s'élève et disparaît brusquement au Point de Curie. C'est cette théorie qui a fait découvrir le véritable caractère de l'anomalie thermique des ferromagnétiques ; elle n'est pas comme on l'admettait en général implicitement une chaleur de transformation allotropique dépensée à une température donnée, mais une discontinuité de la chaleur spécifique vraie au Point de Curie.

Les mesures calorimétriques de Weiss et Beck ont montré que les chaleurs spécifiques vraies des ferromagnétiques possèdent bien au Point de Curie une discontinuité dont la grandeur a été trouvée d'accord, au degré de précision des expériences, avec celle qui résulte du calcul du terme magnétique.

Une étude faite par A. Dumas ([1]) sur les chaleurs spécifiques

[1]) A. Dumas, Thèse Zurich, 1909.

des ferronickels réversibles a donné de nouvelles confirmations qualitatives de la nature du phénomène au Point de Curie. Mais, dans ce problème plus compliqué des alliages les données nécessaires pour le contrôle quantitatif faisaient défaut.

Calculons la valeur de la discontinuité Δc. En développant en série la loi théorique de la variation de l'aimantation à saturation en fonction de la température, on trouve, à la limite pour $t + 273° = \Theta$,

$$\frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{5}{3} \frac{\sigma_0^2}{\Theta} ,$$

σ_0 étant la valeur de σ au zéro absolu.

En remarquant en outre que :

$$\mathrm{CND} = \Theta \; .$$

où C est la constante de Curie rapportée à l'unité de masse, et que

$$\sigma_0^2 = 3 \frac{\mathrm{R}}{\mathrm{M}} \mathrm{C} ,$$

où $\mathrm{R} = 83{,}155 \,.\, 10^6$ est la constante moléculaire des gaz parfaits et M la masse moléculaire, on obtient :

$$\Delta c = \frac{1}{2\mathrm{J}} \cdot \frac{5}{3} \cdot \frac{3\mathrm{R}}{\mathrm{M}} ,$$

ce qui donne, J étant égal à $4{,}19 \,.\, 10^7$:

$$\Delta c = \frac{4{,}97}{\mathrm{M}} \; . \qquad (2)$$

Cette forme de l'expression de la discontinuité qui met en évidence le rôle simple de la masse moléculaire a été donnée pour la première fois par H. A. Lorentz dans un article d'exposition de la théorie de Weiss, publiée dans la *Revue scientifique* [1].

Rappelons ici quelle est la définition exacte de la molécule dans la théorie cinétique du magnétisme : c'est la quantité de matière à laquelle est lié un aimant moléculaire d'orientation indépendante, c'est-à-dire possédant deux degrés de liberté

[1]) *Revue scientifique*, 1912, 50e année, page 1.

d'orientation. Ainsi, si deux atomes de fer sont liés l'un à l'autre d'une manière rigide et ont un moment magnétique résultant invariable, la molécule sera Fe_2 ; si au contraire les atomes de fer sont libres ou s'ils sont reliés l'un à l'autre par une articulation permettant toutes les orientations relatives, la molécule, au sens où l'on prend ce terme dans la théorie magnétique, sera l'atome Fe lui-même.

L'application de cette théorie ne peut se faire évidemment avec certitude que pour les substances dont les propriétés magnétiques suivent exactement la loi déduite de l'hypothèse du champ moléculaire dans un intervalle notable autour du Point de Curie. Tel est le cas de la magnétite. Pour une substance de cette espèce, il est indifférent de faire porter la vérification sur la formule (1) ou sur la formule (2). En effet, le calcul ci-dessus montre que la connaissance simultanée de $\frac{d\sigma^2}{dt}$ et de C, ou aussi de $\frac{d\sigma^2}{dt}$, de N et de Θ dans le voisinage du Point de Curie implique celle de la masse moléculaire.

Quand l'hypothèse de champ moléculaire ne reproduit pas exactement les phénomènes expérimentaux, mais n'en donne que la physionomie générale, comme cela a lieu pour la plupart des métaux et alliages, la question change d'aspect. Il faut, pour faire le calcul, recourir à une hypothèse complémentaire et admettre que les écarts à partir de la théorie proviennent de changements d'état et que dans une certaine région dans le voisinage immédiat du Point de Curie la substance est dans un état déterminé auquel correspondent les valeurs trouvées pour $\frac{d^2\sigma}{dt}$ et C. On peut alors emprunter à l'expérience les deux quantités et calculer d'après la formule (1). C'est ainsi qu'ont procédé Weiss et Beck et leurs résultats justifient dans une première approximation cette manière de faire.

Mais, étant donné le caractère douteux de cette nouvelle hypothèse, il peut paraître avantageux de se servir de la formule de Lorentz qui ne fait appel qu'à une seule donnée, la masse moléculaire. Les masses atomiques étant connues, le nombre des hypothèses simples que l'on peut faire sur la masse

moléculaire est limité. Ou, si l'on veut, l'identification de la discontinuité observée et calculée donne la masse moléculaire. Le contrôle reviendra alors à juger si la valeur trouvée est plausible et compatible avec les autres données que l'on peut avoir sur la grandeur de la molécule magnétique. Mais le contrôle de la théorie, on doit se le rappeler, reste soumis aux mêmes réserves que précédemment pour les métaux qui ne suivent pas la loi du champ moléculaire. Les contradictions que l'on peut rencontrer, et que l'on a rencontrées en effet, entre les masses des molécules magnétiques déterminées par la chaleur spécifique et par d'autres moyens doivent être considérées comme un premier renseignement sur la nature de l'écart entre les propriétés expérimentales et la théorie.

Le travail que nous présentons ici a pour but la révision des déterminations des chaleurs spécifiques de la magnétite, du nickel et du fer par Weiss et Beck. Nous pensons avoir augmenté de beaucoup la précision des mesures par le soin avec lequel nous avons mis au point tous les détails de l'opération calorimétrique et notamment la mesure électrique de la température. La précision technique des mesures n'a sans doute pas produit tout l'effet qu'on pourrait en attendre par suite d'une circonstance qu'elle a contribué à mettre en lumière : la difficulté de se procurer des substances de propriétés bien définies et la fréquence de changements d'état d'importance subordonnée que des mesures plus grossières ne révèlent pas.

Cette révision devrait en principe aller de pair avec une révision des données magnétiques. En attendant que cette dernière soit faite et permette une discussion plus complète de la question, nous nous sommes bornés à comparer les valeurs mesurées aux valeurs calculées par Weiss et Beck et à celles que donne la formule de Lorentz.

Dans une première partie nous décrirons les appareils employés en donnant des détails sur leur construction et en particulier sur les perfectionnements que nous avons apportés aux dispositions usuelles.

On trouvera dans la deuxième partie, intitulée Méthode de Mesure et Résultats, l'exposé des méthodes de mesures pour autant qu'elles paraissent avoir un intérêt général. Il a paru

avantageux, en effet, de rapprocher la discussion des difficultés expérimentales et les résultats à l'occasion desquels elles se sont présentées. Dans la troisième partie, nous avons discuté les résultats du point de vue du champ moléculaire. Nous avons aussi attiré l'attention sur une particularité des courbes de la chaleur spécifique vraie qui est encore inexpliquée et qui fait supposer qu'avec le terme que nous avons calculé l'influence du magnétisme sur la chaleur spécifique n'est pas épuisée.

Nous terminons par deux notes, l'une contenant quelques observations sur l'influence de l'histoire antérieure sur les propriétés thermiques et l'autre des suggestions pour le perfectionnement de la technique calorimétrique.

I

A. — Dispositions générales

Nous n'avons pas apporté de modifications de principe à la méthode classique de détermination des chaleurs spécifiques, mais tout l'appareillage calorimétrique a été l'objet d'une étude attentive et a reçu un certain nombre de perfectionnements (1). Le corps est chauffé au préalable dans un four électrique construit de façon à donner une température aussi uniforme que possible. La température est mesurée directement par un couple thermo-électrique placé de façon convenable à l'intérieur du corps. Un potentiomètre et un galvanomètre à corde permettent d'atteindre une précision dépasssnt le dix-millième de la chute de température que subit le corps pendant la mesure. Après que la température désirée est obtenue et que l'on s'est assuré de sa constance, un dispositif approprié permet de brûler le fil de suspension qui retient le corps dans le four à axe vertical. Le corps tombe directement dans l'eau du calorimètre placé immédiatement au-dessous. Différents dispositifs empê-

1) Les perfectionnements de la méthode calorimétrique, l'étude des appareils pour la mesure électrique des températures, publiés ici pour la première fois, appartiennent à A. Piccard. La mise au point du calorimètre. les nombreuses mesures ont été faites par A. Carrard. Note de P. W.

chent que pendant la chute du corps un échange de colories appréciable pour nos mesures puisse avoir lieu, soit entre le corps et l'air ambiant, soit entre le calorimètre et l'extérieur ; en particulier, un jeu de clapets empêche l'eau violemment agitée par l'introduction subite du corps, d'être projetée au dehors. Il suffit maintenant de connaître la capacité calorique du calorimètre ainsi que l'élévation de température occasionnée par l'introduction du corps, pour pouvoir déterminer le nombre de calories cédées par ce dernier. Un thermomètre à résistance de platine, est intercalé dans un circuit électrique, basé sur le principe du « pont de Wheatstone » et il permet de mesurer l'élévation de température de l'eau du calorimètre avec une exactitude dépassant le dix-millième de la valeur à mesurer. Nous avons ainsi réalisé une précision de mesure équivalente pour les deux températures dont nous venons de parler, d'une part celle du corps dans le four, d'autre part celle de l'eau du calorimètre.

Nous ferons remarquer que la plus grande difficulté de notre travail consiste à obtenir, avec une exactitude suffisante, la grandeur d'une discontinuité. Comme nous le verrons plus loin, nous n'obtenons cette dernière qu'indirectement en construisant la dérivée de la courbe expérimentale. C'est donc la position des points de cette dernière courbe, les uns par rapport aux autres, qu'il s'agit de connaître avec la plus grande exacti-exactitude possible. La valeur absolue des données expérimentales ne présentait pour nos recherches qu'un intérêt subordonné. Nous sommes arrivés à obtenir des valeurs dont l'exactitude relative atteignait le dix-millième, alors que celle de leurs valeurs absolues n'atteignait que quelques millièmes.

Une des difficultés des mesures calorimétriques exactes consiste à évaluer d'une façon suffisamment précise l'échange de calories entre le calorimètre et son ambiance.

On peut se proposer soit de le connaître très exactement, soit de le réduire à un minimum. Nous avons choisi la première méthode pour les mesures d'une durée inférieure à 3 ou 4 minutes. Dans ce but, nous avons disposé une enveloppe d'eau dite extérieure, enveloppant de toutes parts le calorimètre proprement dit. Il suffit d'assurer la constance de la température de

cette enveloppe pour pouvoir déterminer facilement avec une exactitude suffisante l'échange de calories que nous désirons connaître.

Plus tard nous avons supprimé complètement ce terme de correction en employant un dispositif permettant d'élever automatiquement la température de l'eau de l'enveloppe de façon à lui donner constamment la même valeur qu'à celle du calorimètre. Ce dispositif consistait en un plongeur commandé par le curseur du thermomètre à résistance. Ce plongeur provoque le déversement d'eau bouillante qui vient se mélanger à celle de l'enveloppe.

B. — Description des appareils calorimétriques

I. *Thermomètre électrique à résistance*

Nous avons bénéficié de la mise au point faite par A. Piccard, de toute l'installation pour la mesure électrique des températures ([1]). Nous allons donner ici une description de cette installation.

Le thermomètre à résistance de platine est du type habituel de Heræus, mais de plus grande résistance (100 Ω). Il occupe dans le calorimètre une hauteur de 20 centimètres.

Le dispositif est basé sur le principe du Pont de Wheatstone. La figure 1 en donne le schéma.

a) *Les résistances.* — Le galvanomètre à corde a été employé à cause de la rapidité des lectures que permet la faible masse de la corde. Sa résistance est de 100 Ω.

La résistance du thermomètre et du pont ont été choisies en rapport avec celle du galvanomètre; on a adopté :

$$R_1 = R_2 = 50\,\Omega\ ;$$
$$R_3 = T = 100\,\Omega\ ; \qquad (T = \text{résist. du thermom.})$$
$$\varrho = 0{,}275\ ;$$
$$r_1 = 10 \times 0.20\,\Omega\ ;$$
$$r_2 = 10 \times 0{,}02\,\Omega\ .$$

[1]) L'appareil a été étudié par A. Piccard et construit par les Land- und Seekabelwerke pour M. le professeur Constam, directeur du laboratoire fédéral d'essais des combustibles qui l'a mis obligeamment à notre disposition pour l'exécution de ces recherches. Nous l'en remercions bien vivement.

On a ainsi une bonne sensibilité et un bon rendement. En effet, pour un courant donné, la répartition que l'on a appelée normale est :

$$R_1 = R_2 = R_3 = T = \text{à la résistance du galvanomètre.}$$

Dans le cas présent ce n'est pas le courant de la pile qui est limité mais c'est celui qui passe par le thermomètre, il y a donc nécessairement avantage à diminuer les résistances R_1 et R_2. Supposons en effet que l'on maintienne constant le courant en T et que l'on diminue de moitié les résistances R_2 et R_2, cela fera augmenter le courant qui passe par le galvanomètre. Il y a avantage à cela, mais on ne peut aller beaucoup au delà sans rencontrer des inconvénients. Diminuons par exemple R_1 et R_2 encore une fois de moitié. Le courant du galvanomètre augmente toujours mais proportionnellement moins que la première fois, celui de R_1 et R_2 est 4 fois plus fort qu'à l'origine, ce qui est excessif.

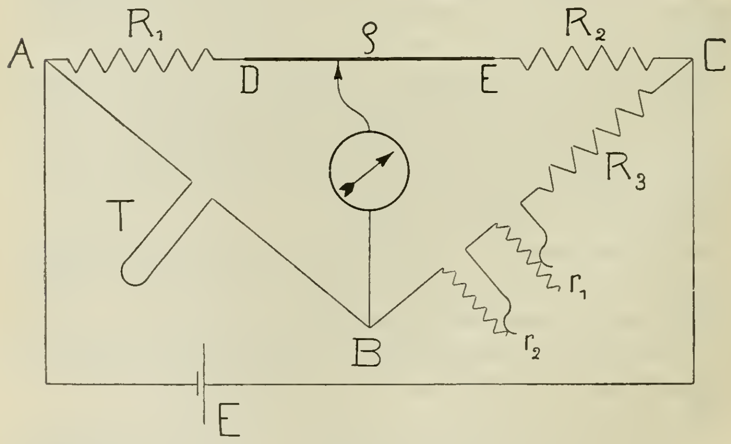


Fig. 1. — Schéma du thermomètre électrique à résistance.

E = accumulateur ;
ρ = résistance du fil curseur ;
r_1 et r_2 = résistances variables à fiches ;
R_1 ; R_2 ; R_3 = » invariables ;
T = » du thermomètre.

Le fil D E sur lequel roule le curseur à 3 m. de long. Contrairement aux constructions connues, le tambour sur lequel il est enroulé est fixe et c'est le curseur qui se meut le long du

fil. La seule résistance de contact (forcément variable) se trouve ainsi dans le circuit du galvanomètre où le courant est nul au moment des lectures. Le thermomètre est disposé pour la mesure d'un intervalle de température de 3°. L'origine de cet intervalle peut être déplacée de 15° à 21° au moyen des résistances r_1 et r_2.

b) *Thermomètre proprement dit.* — Le fil de platine est enroulé sur un tube de quartz, il est fixé et isolé par une fine couche superficielle de quartz fondu. Nous avons fait argenter le tout pour augmenter la surface de convexion. La longueur portant l'enroulement est 200 mm., le diamètre extérieur 5 mm.

c) *Fils d'amenée du courant.* — Examinons l'effet des variations de température de la salle sur la résistance des fils et leur répercussion sur la précision des mesures. Il s'agira de choisir les dimensions telles que ces effets n'atteignent pas le dix-millième des quantités à mesurer. Nous considérons successivement deux cas : celui où la température de la salle reste constante pendant l'opération, mais varie entre les mesures, et celui d'une augmentation ou diminution de la température des fils conducteurs pendant une calorimétrie.

Pour réunir les bornes de la boîte de résistance à celles du thermomètre proprement dit, qui est placé dans l'eau du calorimètre, nous avons employé un fil de cuivre de 4 mètres de long et 5 mm. de diamètre. Sa résistance est

$$R = \frac{0.0000017\,\Omega \text{ cm.} \times 400 \text{ cm.}}{0.2 \text{ cm}^2.} = 0{,}0034\,\Omega\ ,$$

ou

$0{,}0000017 = \varrho =$ résistance spéc. du cuivre ;
$400 =$ longueur du conducteur en cm. ;
$0{,}2 =$ section du conducteur en cm^2.

La variation de la résistance pour une élévation de 10 degrés sera :

$$\Delta R = 0{,}004 \,.\, 10 \,.\, R = 0{,}000136\,\Omega\ .$$

Comme nous le verrons plus loin, une variation de 0,3Ω dans cette partie du circuit influencerait l'indication du thermomètre à résistance de 1 degré. La chute de température que subit le corps à calorimétrer est au moins de 100 degrés. Le dix-millième de cette valeur est de 0,01 degré. La variation de résistance de

nos conducteurs doit donc être inférieure à 0,03Ω. La marge est suffisante.

Dans le cas d'un changement de temps pendant la mesure, il faut que la variation de la résistance du conducteur n'atteigne pas le dix-millième de 0,3Ω pour que le résultat ne soit pas influencé d'un dix-millième de degrés. Une élévation de 2 degrés pendant la mesure correspond à une augmentation de la résistance de :

$$\Delta R = 0{,}004 \,.\, 2 \,.\, 0{,}0034 = 0{,}000027\,\Omega \;.$$

La mesure dure en tout 45 minutes; pendant ce temps la température de la chambre est loin de varier de 2 degrés.

d) *Le courant.* — Il faut que le courant de mesure soit assez fort pour que les lectures au galvanomètre soient précises, mais il ne faut pas qu'il dépasse une certaine valeur pour éviter un dégagement excessif de calories dans le thermomètre. En choisissant 0,01 ampère on satisfait tout juste aux deux conditions. Le courant est fourni par un accumulateur de 2 volts. La sensibilité ainsi obtenue est suffisante et l'échauffement du thermomètre est modéré. En augmentant le courant du thermomètre on augmente la différence de température entre le platine et l'eau du calorimètre. Si cette différence restait constante, cela n'aurait pas d'importance, mais elle dépend de l'agitation qui est sujette à variation. Moins la différence sera grande, moins grande sera aussi l'erreur possible. Nous reviendrons sur ce point à propos de l'étalonnement du thermomètre.

e) *Corrections.* — Dans notre appareil les divisions de l'échelle sont proportionnelles au chemin parcouru par le curseur. A l'exactitude des mesures près, on peut admettre que la variation de la résistance du thermomètre de platine est proportionnelle à la température [1]. Nous allons voir d'abord que le mouvement du curseur n'est pas rigoureusement proportionnel à la variation de la résistance du thermomètre, ceci en raison même de la disposition du circuit électrique. Secondement, nous chercherons à déterminer quelles sortes de corrections seront nécessaires par suite des irrégularités de construction inévitables même dans des appareils soigneusement construits.

[1]) Voir Dewar et Fleming, Phil. Mag, 1893 ; (5), 36, 271 ; Cappuis et Harker, 1898 : Holbarn et Henning, 1911.

Dans la fig. 2, nous avons porté en abscisse la résistance DE du fil et les résistances R_1 et R_2. Ces dernières sont représentées comme si le fil était assez long pour fournir la résistance complète entre A et C. (comp. avec la fig. 1). Les ordonnées représentent la résistance du thermomètre en fonction de la position du curseur qui donne l'équilibre.

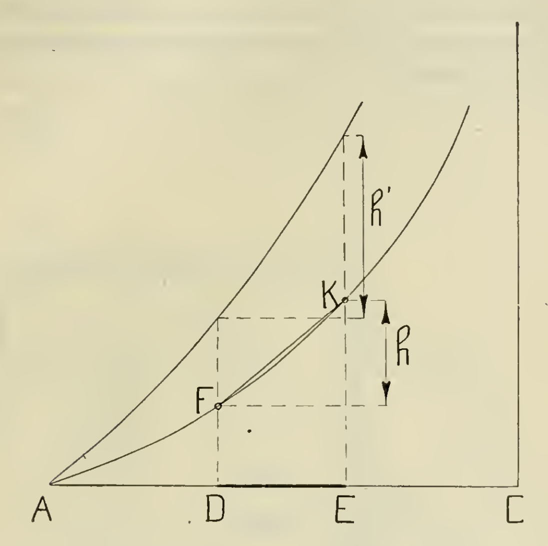


Fig. 2. — Diagramme indiquant la manière dont la résistance du thermomètre varie avec la position du curseur.

Abscisses : $\overline{AD}$ représente la résistance R_1 (fig. 1) ;
$\overline{DE}$ » » du fil curseur ;
$\overline{EC}$ » » R_2 (fig. 1).
Ordonnées : h variation de la résistance du thermomètre correspondant au déplacement total du curseur ;
h' la grandeur que prend h pour une grandeur deux fois plus grande de T et de R_3 (fig. 1).

Pour une résistance nulle du thermomètre le curseur sera en A. Pour une résistance infinie, il sera en C., d'où la forme de la courbe.

Les nombres sur le tambour mesurent la longueur du fil et sont parconséquent proportionnelles à l'accroissement de résistance. Leur emploi, comme mesure de la température, revient donc à substituer à la valeur exacte donnée par la courbe la valeur approchée donnée par la corde FK. Cela exige donc une

première correction représentée dans les fig. 3 par la courbe en pointillé.

Le fil qui a trois mètres de long est enroulé sur un tambour fixe; le curseur est monté sur le même arbre que la roue de commande. Les divisions de l'échelle portées d'une part sur un bâton d'ébonite fixe au bâti, d'autre part sur la roue elle-même, permettent d'estimer le dix-millième de degré, la poulie et le fil qui s'enroule sur l'arbre commandent le compensateur à eau chaude du calorimètre.

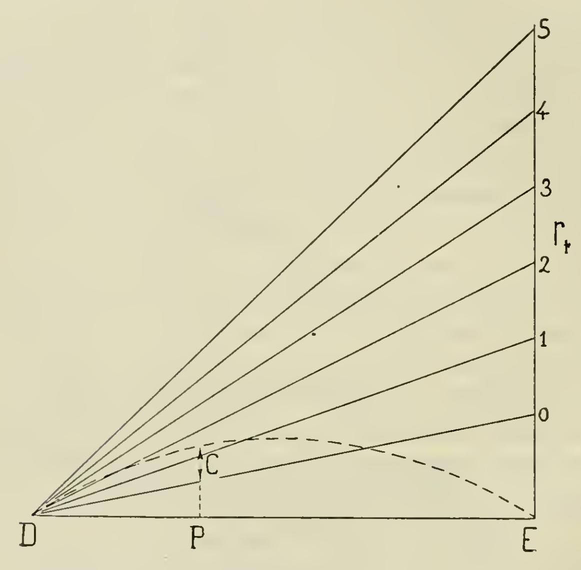


Fig. 3. — Aspect des courbes de corrections.

Abscisses : La position du curseur ou la division de l'échelle.

Ordonnées : La ligne en pointillé tient compte de ce que l'échelle du thermomètre donne la droite $\overline{FK}$ (fig. 2) au lieu de la courbe.

Les droites $\overline{D0}$, $\overline{D1}$ jusqu'à $\overline{D5}$ donnent la correction à apporter à la lecture faite sur le tambour suivant que l'on donne à la résistance auxiliaire les valeurs 0, 1, 2, 3, 4, 5.

La quantité C, représentée dans la figure, est donc la correction résultante qu'il faut apporter à une lecture de l'échelle faite au point P avec la position 0 de la fiche r_1.

L'appareil est disposé de telle façon que le curseur ne peut parcourir que la distance $\overline{DE}$ distance qui correspond à une élévation de température de trois degrés environ. Pour utiliser pleinement cet intervalle il faudrait que l'eau du calorimètre fût toujours à la même température au commencement de cha-

que opération. Mais, comme nous l'avons dit plus haut, l'appareil prévoit la possibilité de ramener le curseur en D pour des températures initiales de l'eau variant entre 15 et 21 degrés centigrades. La méthode employée consiste à augmenter la résistance R_3 (fig. 1) de la même quantité que celle du thermomètre T. Un jeu de fiches permet d'intercaler ou de court-circuiter les résistances accessoires r_1 et r_2. Pour chaque position de ces fiches, la valeur de la division varie. En effet, si nous doublons les deux résistances R_3 et T, notre courbe aura au milieu une ordonnée double. Le même déplacement du cur-

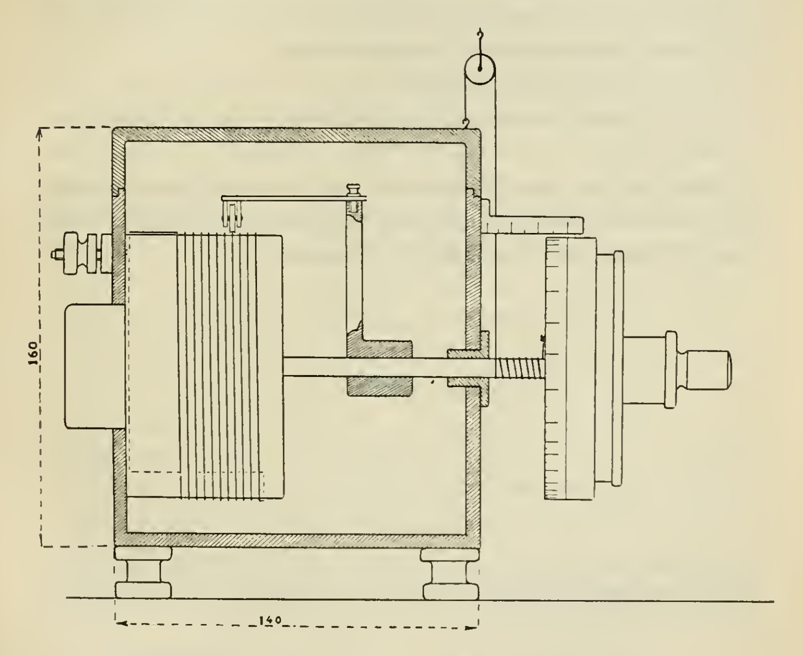


Fig. 4. — Dessin de la boîte contenant le fil curseur.

seur correspondra à une plus forte augmentation de la résistance du thermomètre. La figure 3 donne, en fonction de la position du curseur, la correction en degrés par suite de la plus-value de la division pour une valeur plus grande de r_1. Si nous supposons une mesure faite depuis l'origine D jusqu'à un point P, la correction à apporter est donnée par la cote C

(fig. 3) pour la position $r_1 = 0$. Ces corrections sont indépendantes de la construction de l'appareil (¹).

La construction du rhéostat à fil est représentée dans la fig. 4. Comme nous l'avons déjà fait remarquer, le fil est enroulé sur un tambour fixe; c'est le curseur qui décrit une hélice autour du tambour. Il est calé sur le même axe qu'un deuxième tambour divisé en millimètres. Un millimètre représente un millième de degré; on peut donc évaluer facilement le dix-millième de degré.

La fig. 5 rend compte de la nature des corrections qu'il faut apporter aux lectures :

I si le fil a des défauts d'homogénéité,

II si le tambour est conique,

III si l'arbre du curseur est désaxé par rapport à celui du tambour.

Nous verrons dans le chapitre qui traite de l'étalonnement que les corrections II et III sont si petites par rapport à I que nous n'avons pas pu en établir l'existence.

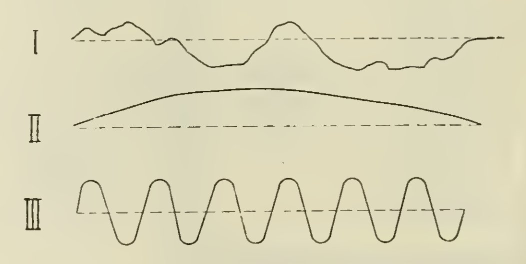


Fig. 5. — Aspect que pourraient prendre les courbes de correction dans les trois cas suivants ; I. Défaut d'homogénéité du fil ; II. Conicité du tambour ; III. Curseur desaxé par rapport au tambour.

f) *Le galvanomètre à corde.* — Cet appareil est d'un emploi assez répandu. Nous nous contentons par conséquent de rappeler qu'il consiste en un fil d'or microscopiquement fin tendu dans un champ magnétique. Le champ est créé par un électro-aimant, le courant à mesurer passant par le fil tend à faire dévier celui-ci de sa position d'équilibre. On mesure l'écart

¹) Nous nous bornons à indiquer ici l'existence de ces corrections. Voir pour leur calcul page 394 et suivantes.

obtenu au moyen d'un microscope. Cet instrument est particulièrement avantageux par sa très faible inertie. Il permet en effet de faire jusqu'à six lectures par minute. Dans le but de déterminer exactement la variation très rapide de la température du calorimètre immédiatement après la chute du corps, nous avons été amenés à faire jusqu'à quatre lectures par minute. La sensibilité de ce galvanomètre (Edelmann, Münich, petit modèle), varie énormément et cela souvent sans cause apparente. Il faut alors rechercher sa position sensible en faisant tourner le bouton supérieur. Afin d'éviter les courants trop forts résultant de fausses manœuvres on place dans le circuit du galvanomètre trois contacts donnant successivement à une résistance additionnée les valeurs de 55000, 2200 et 0 Ω. Ces contacts sont placés à proximité de la main gauche de l'opérateur pendant que de la droite il cherche la position d'équilibre du curseur. Il se dirige en constatant l'écart du galvanomètre. Il pèse tout d'abord sur le bouton qui intercale la plus grande résistance. Lorsque l'écart est devenu suffisamment petit, il pèse sur la résistance moyenne et enfin sur la touche qui ferme le circuit sans résistance additionnelle aucune. Dans le but d'éviter la production de courants thermo-électriques parasites, ces contacts sont protégés par une boîte de façon que la proximité de la main ne les échauffe pas irrégulièrement. Pour la même raison nous avons dû couvrir les contacts du galvanomètre d'une boîte de carton. La respiration produisait un échauffement inégal des contacts inférieur et supérieur de l'appareil. Les mêmes précautions ont été prises pour tous les contacts du circuit du galvanomètre que l'on s'en serve pour le thermomètre à résistance ou pour le couple thermo-électrique dont nous parlerons plus loin.

Etalonnement du thermomètre à résistance

a) *Homogénéité du fil curseur.* — Pour contrôler l'homogénéité de ce fil, nous nous sommes servi du dispositif de la fig. 6 : un potentiomètre P muni du galvanomètre G permet de mesurer la chute de potentiel entre A et C. La droite AB représente

le fil curseur, E la force électro-motrice fournie par un accumulateur, R un rhéostat de réglage.

Nous supposons que la variation de résistance du thermomètre de platine correspondant à trois degrés exige un déplacement du curseur allant de A à B.

Nous choisissons librement la valeur de la chute de tension entre A et B égale à 0,12 volts et posons :

$$X \text{ degrés} = \frac{3 \text{ degrés}}{0{,}12 \text{ volt}} \times . \Delta P$$

ou X est déterminé par la formule et ΔP est égal à la chute de tension mesurée au potentiomètre.

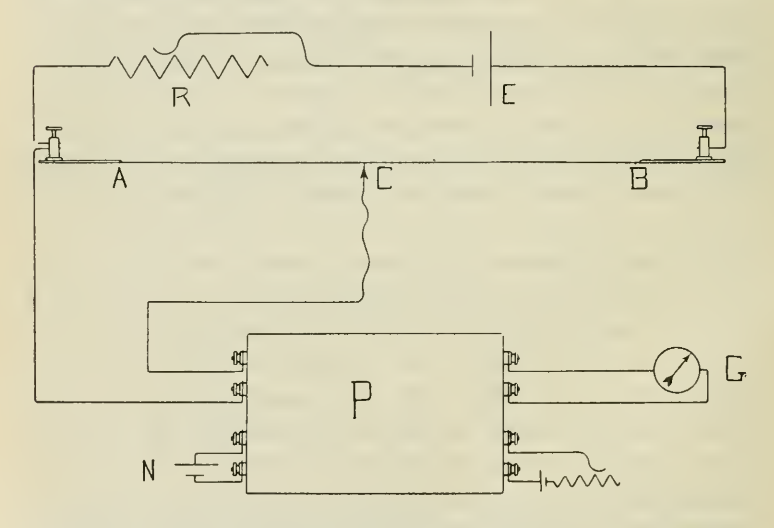


Fig. 6. — Schéma du dispositif admis pour étalonner le fil curseur.

$\overline{AB}$ = fil curseur ; R = boîte de résistance ;
C = curseur ; G = galvanomètre ;
E = accumulateur ; N = élément étalon ;
P = potentiomètre.

Pour chaque position du curseur nous lisons la valeur indiquée à l'échelle que nous appellerons E ainsi que la chute de tension (ΔP) ce qui nous permet de calculer X. L'écart entre X et E nous donne la valeur de la correction provenant du fil.

En se reportant à la figure 5 (page 388) on voit que, outre le

défaut d'homogénéité du fil (I) la conicité du tambour (II) ainsi qu'un désaxage de l'arbre du curseur par rapport à l'arbre du tambour (III) peuvent produire des erreurs. Or les opérations que nous venons d'indiquer ont été faites avec l'appareil tout monté (voir fig. 4), les erreurs provenant des imperfections de la construction rentrent donc dans le bloc des corrections trouvées. En examinant la fig. 7 qui les rend à l'échelle, on voit tout de suite qu'il est impossible de discerner la partie provenant des causes d'erreurs II et III. Elle est donc négligeable comparée à celle provenant de la cause I.

Les mesures ont été faites de 0,01 degré en 0,01 degré. Nous ne reproduisons dans le tableau suivant que toutes les dixièmes mesures.

Tableau I. — *Tableau des corrections*

dP	T. calc.	T. mesur.	dP	T. calc.	T. mesur.
0.1200	3.00	3.0000	0.0560	1.40	1.4001
0.1160	2.90	2.9001	0.0520	1.30	1.3005
0.1120	2.80	2.8008	0.0480	1.20	1.2001
0.1080	2.70	2.7006	0.0440	1.10	1.1004
0.1040	2.60	2.6009	0.0400	1.00	1.0007
0.1000	2.50	2.5011	0.0360	0.90	0.9001
0.0960	2.40	2.4007	0.0320	0.80	0.8002
0.0920	2.30	2.3008	0 0280	0.70	0.7002
0.0880	2.20	2.2010	0.0240	0.60	0.5999
0.0840	2.10	2.1007	0.0200	0.50	0.5000
0.0800	2.00	2.0007	0.0160	0.40	0.4000
0.0760	1.90	1.9011	0.0120	0.30	0.2998
0.0720	1.80	1.8008	0.0080	0.20	0.1994
0.0680	1.70	1.7005	0.0040	0.10	0.0994
0.0640	1.60	1.6008	0.0000	0.00	−0.0008
0.0600	1.50	1.5003	—	—	—

dP = chute de tension entre A et C;
T. calc. = températures calculées à partir de ΔP;
T. mesur. = » mesurées à l'échelle.

Le petit tableau ci-après donne le détail d'un intervalle mesuré de 0,01 en 0,01 degrés. Nous avons choisi pour le reproduire ici l'intervalle le plus irrégulier. Les mesures ont été

TABLEAU II. — *Tableau des corrections pour l'intervalle le plus irrégulier entre deux valeurs du grand tableau*

dP	T. calc.	T. mesur.
0.0680	1.70	1.7005
0.0676	1.69	1.6904
0.0672	1.68	1.6803
0.0668	1.67	1.6703
0.0664	1.66	1.6603
0.0660	1.65	1.6504
0.0656	1.64	1.6406
0.0652	1.63	1.6306
0.0648	1.62	1.6206
0.0644	1.61	1.6107
0.0640	1.60	1.6008

faites deux fois avec des potentiomètres différents. Avant la mesure, le fil avait été nettoyé avec un chiffon légèrement imbibé de pétrole. Par ce moyen on améliore le contact et facilite les lectures; ce nettoyage a été répété chaque fois que les lectures devenaient moins faciles.

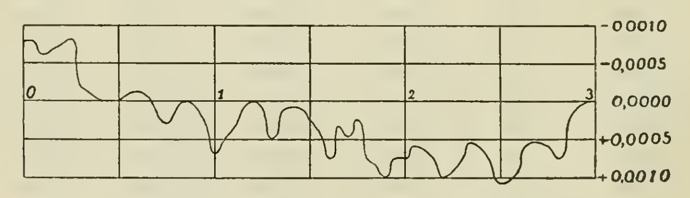


Fig. 7. — Diagramme des corrections provenant de la variation de résistance du fil curseur.

Abscisses : Longueur du fil ou division de l'échelle.
Ordonnées : Correction à apporter.

b) *Corrections provenant du fait que la variation de la résistance du thermomètre n'est pas proportionnelle au déplacement du curseur, même pour un fil parfait.*

Nous rappellerons ici que les mesures faites sur le platine [1] montrent qu'au degré de précision de nos mesures la

[1]) Par exemple Dewar et Fleming, *Phil. Mag.*, 1893; (5), 36, 271 Cappuis et Harker, 1898; Holborn et Henning, 1911.

résistance du platine augmente proportionnellement à la température pour un intervalle de quelques degrés.

Dans la fig. 8 où le fil de mesure sur lequel se déplace le curseur est représenté par un arc de cercle on a indiqué la

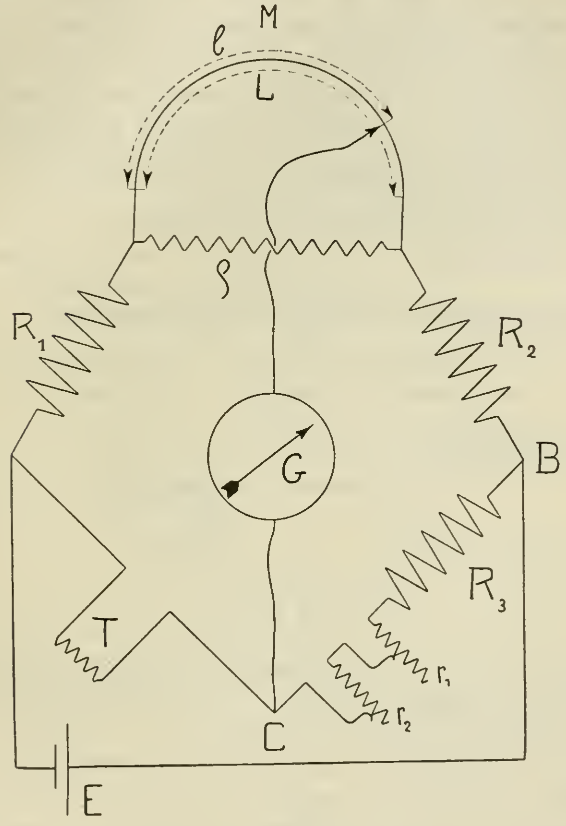


Fig. 8. — Schéma complet du thermomètre électrique à résistance.

E = accumulateur ;
G = galvanomètre à corde ;
L = longueur du fil curseur ;
M = résistance »
ρ = » du shunt ;

R_1, R_2, R_3 = résistances constantes ;
r_1, r_2 = résistance variable avec fiches ;

T = résistance du thermomètre.

résistance ρ qui shunt ce fil. Le but de ce shunt dont nous n'avons pas encore parlé est de rendre la différence de potentiel entre les extrémités du fil curseur quasi indépen-

dante de l'usure de ce dernier et en outre de permettre d'employer un fil de lecture de diamètre convenable. Nous avons fait remarquer à propos des fig. 2 et 3 que les dispositions shématiques de notre appareil entraîneraient une correction. En effet, les divisions de l'échelle de lecture sont proportionnelles au mouvement du curseur. Elle suppose la *droite* au lieu de la *courbe* $\overline{FK}$, fig. 2. Nous nous proposons de calculer cette correction. Les équations suivantes permettent d'obtenir la valeur de la résistance du thermomètre T pour les positions du curseur 0; 1,5; 3 (soit pour $l = 0$; $\frac{1}{2}$ L; L). Si nous faisons ce calcul successivement pour

$$R_3 = 100\Omega \ ; \qquad R_3 = 101\Omega \ ; \qquad R_3 = 102\Omega \ ,$$

ce qui correspond aux positions des fiches auxilaires

$$r_1 = 0 \ ; \qquad r_1 = 5 \ ; \qquad r_1 = 10$$

et

$$r_2 = 0 \ ; \qquad r_2 = 0 \ ; \qquad r_2 = 0 \ ,$$

nous obtenons, si :

T = résistance du thermomètre,
ϱ = » shunt,
M = » fil curseur :

$$\frac{1}{X} = \frac{1}{\varrho} + \frac{1}{M} = \frac{1}{0{,}275} \ ;$$

R_1, R_2, R_3, r_1, r_2 = résistances dont les valeurs ont été contrôlées chacune séparément pour

$$R_3 = 100 \ ; \qquad R_3 = 101 \ ; \qquad R_3 = 102$$

et pour

$$l = 0$$

$$T_1 = R_3 \frac{R_1}{R_2 + X} = 99{,}45303 \ ; \ 100{,}44756 \ ; \ 101{,}44209 \ ;$$

$$l = \frac{1}{2} L$$

$$T_2 = R_3 \frac{R_1 + \frac{X}{2}}{R_2 + \frac{X}{2}} = 100{,}00000 \ ; \ 101{,}00000 \ ; \ 102{,}00000 \ ;$$

$$l = L$$

$$T_3 = R_3 \frac{R_1 + X}{R_2} = 100.55000;\ 101,55550;\ 102,56100.$$

soit

$$T_2' = \frac{T_1 + T_3}{2} = 100,00152;\ 101,00153;\ 102,00155.$$

la moyenne arithmétique entre les valeurs extrêmes T_1 et T_3. La flèche au milieu de la courbe de correction est égale à la différence entre T_2 et T_2'. Rappelons qu'à 0,3 Ω de variation de résistance du thermomètre correspond 1 degré. On voit alors que la flèche représente 5 millièmes de degrés, mais les différences entre les flèches pour les trois valeurs R_3 n'atteignent que le dix millième de degré. Nous prendrons par conséquent une seule courbe de correction pour toutes les positions des fiches des résistances auxiliaires r_1, r_2.

c) *Valeur de la division en degrés.* — Tout ce qui a été dit jusqu'à présent supposait que le déplacement du curseur, d'une des extrémités à l'autre de l'échelle, correspondait à trois degrés de variation de température du thermomètre. Nous nous proposons maintenant de déterminer exactement la valeur d'une division de l'échelle.

Nous avons comparé notre thermomètre à résistance électrique avec un thermomètre Beckmann étalonné par la Reichsanstalt. Ce thermomètre permettait d'estimer le millième de degré. Pour réduire à un minimum les erreurs possibles, nous avons fait ces comparaisons avec l'appareil tout monté, y compris l'agitateur mécanique de l'eau du calorimètre, mu par un moteur électrique. Le Beckmann était alors introduit par l'ouverture réservée au passage du corps. La température de l'eau était maintenue absolument constante pendant les mesures de comparaison. L'expérience a montré que, pour la position des fiches $r_1 = 0$ et $r_2 = 0$, trois degrés sur l'échelle correspondent en réalité à 3,0065 degrés, ce qui donne 1,00217 degrés pour la valeur de la division.

Nous nous sommes contentés de répéter ces mêmes mesures pour les positions 5 et 10 de la fiche r_1 ; r_2 restant égal à zéro. Nous avons trouvé pour la valeur du degré 1,0130 et 1,0232. S'il est facile d'obtenir ces résultats par l'expérience, il est plus facile encore de les rechercher par le calcul. Nous donnons

ci-dessous les résultats obtenus par ces deux méthodes pour les positions des fiches r_1 égal à 0; et à 10; et r_2 égal à zéro dans les deux cas.

On a pour l'augmentation de la valeur du degré par le calcul 0,02100 et par la mesure 0,0210(3), la concordance de ces deux résultats montre la précision des mesures.

Nous avons mis le dernier chiffre 3 entre parenthèses parce que l'appareil ne donne pas une précision supérieure au dix-millième.

d) *Valeur absolue de la température du thermomètre à résistance.* — Il suffit de la connaître à 0,01 degrés près pour avoir avec exactitude le dix-millième de la chaleur spécifique; en effet, la chute de température entre celle du corps dans le four et celle de l'eau du calorimètre est de 100° au moins.

Un thermomètre à mercure donnant le centième de degré nous a servi à l'étalonnement. La valeur du zéro de l'échelle pour $r_1 = r_2 = 0$ est de 15,56 degrés.

e) *Courant passant par le thermomètre à résistance de platine.* — Le nombre de calories dégagées par le courant dans le thermomètre proprement dit est proportionnel au carré de l'intensité :

La différence de température entre le fil de platine et l'eau est proportionnelle à cette quantité de chaleur.

Nous avons fait une mesure en plongeant le thermomètre dans de l'eau à température constante, successivement avec les deux courants : 0,01 A. (celui dont nous nous sommes servi) et 0,02 A. Les valeurs trouvées différaient entre elles de 0,0194 degrés.

La température du thermomètre sera donc

pour 0,01 A. . . . . de 0,0065 degrés
» 0.02 A. . . . . de 0.0259 »

supérieure à celle de l'eau. L'agitation étant très intense, cette différence provient essentiellement de conduction à travers la couche de quartz qui entoure le platine, et non de la convection entre la surface du quartz et l'eau.

Si nous supprimons complètement l'agitation, la différence de température entre le thermomètre et l'eau passe de 0,006 à

0,026 degrés. Une variation de l'agitation de cent pour cent exerce une influence d'un centième de degré, une variation de un pour cent aura par conséquent une influence de moins d'un dix-millième de degré. Or, le moteur électrique que nous avions garantissait une constance suffisante de l'agitation.

Nous n'avons pas pu, dans le court aperçu que nous venons de donner sur l'étalonnement du thermomètre à résistance, indiquer toutes les mesures de précaution qu'exige un travail de ce genre. Les quelques indications que nous avons faites suffiront, espérons-nous, à donner une idée de la très grande exactitude que nous sommes arrivés à demander à cet appareil.

(A suivre)

LA CONSONANCE POLYPHASÉE

ET SON ROLE

DANS LES TRANSFORMATEURS STATIQUES DE FRÉQUENCE[1]

PAR

Désiré KORDA, ingénieur

Professeur agrégé à l'Ecole polytechnique fédérale à Zurich

Il s'agit d'un principe général applicable à toute une catégorie de vibrations et dont j'ai pu me rendre compte au cours d'un travail théorique, entrepris sur les transformateurs statiques de fréquence, c'est-à-dire d'appareils réalisant par induction, sans mouvement aucun, la multiplication de la périodicité d'un courant alternatif. Commençons par un court résumé, indiquant le développement de ces appareils.

1. — Le besoin de dispositifs permettant la transformation de la fréquence se faisait sentir dès l'application des courants alternatifs à la traction des chemins de fer. En effet, les moteurs de ces derniers exigent, pour diverses raisons, l'emploi de fréquences relativement basses, ne dépassant pas 16 à 17 périodes par seconde (exactement le tiers de 50), tandis que les appareils d'éclairage, aussi bien les lampes à incandescence que les lampes à arc, fonctionnent beaucoup mieux à 50 périodes, car, à une telle fréquence, le vacillement de leur lumière devient presque, sinon tout à fait imperceptible à l'œil. Il s'agissait donc de pouvoir tripler le nombre de périodes par seconde.

Au précédent problème devaient s'ajouter les questions sou-

[1]) Travail communiqué à la Section de physique de la Société helvétique des sciences naturelles, le 8 août 1916 (réunion annuelle tenue à Schuls-Tarasp dans l'Engadine).

levées par la télégraphie sans fil. On sait qu'en radiotélégraphie on emploie des courants de très haute fréquence dont la périodicité dépasse 30,000 et même 100,000 par seconde. Or la fréquence des alternateurs ordinaires est fortement limitée par la vitesse périphérique ainsi que par le nombre de pôles. La réalisation des chiffres ci-dessus rencontre donc de très grandes difficultés.

L'auteur de la présente note a montré le premier, dans un travail (¹) publié en 1893, la manière dont on peut tripler la fréquence sans changer le nombre de tours et le nombre de pôles d'une dynamo. Si l'on prend une génératrice polyphasée excitée par un courant de fréquence $\omega = \frac{2\pi}{T}$ et dont le rotor tourne avec la vitesse angulaire ω, le champ magnétique aura une vitesse relative -2ω par rapport à l'induit et par conséquent une vitesse $\omega - 2\omega = -\omega$ par rapport au stator. Par contre, en renversant le sens de la rotation du champ — facile à obtenir par le croisement de deux des phases dans un deuxième rotor calé sur le même arbre que le premier — on obtient une vitesse $\omega + 2\omega = 3\omega$ pour le champ par rapport au stator. Les enroulements de ce dernier deviendront donc le siège d'un courant de fréquence 3ω.

Le principe a été appliqué depuis par M. Béthenod à la construction d'un alternateur à haute fréquence, en accouplant en cascade une série d'alternateurs tournant à la vitesse ω, et par M. Goldschmidt qui obtient le même effet par induction directe au lieu de connexions croisées. La disposition Goldschmidt ne diffère qu'en apparence du groupement Béthenod, de quatre alternateurs en cascade. Les deux sont en réalité équivalente au point de vue du rendement et de la puissance spécifique ainsi que l'a montré Marius Latour (²) dans une note sur la production industrielle de courants à haute fréquence. Il est intéressant à signaler dans cette même note l'observation suivante. En 1904 le commandant Ferrié, l'organisateur bien connu du poste de T. S. F. de la Tour Eiffel, lui posa le problème

¹) D. Korda. *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, Paris, tome CVI.

²) Lumière électrique. 1912, p. 353.

des alternateurs à haute fréquence et il ajoute: « Au moment où nous allions nous intéresser à son exploitation, on nous signala l'existence de certaines antériorités (il s'agit évidemment entre autres de ma note de 1893 à l'Académie des sciences) et nous ne donnâmes pas de suite à nos recherches. »

2. — Depuis lors, d'autres inventeurs ont encore simplifié la solution du problème en ayant recours pour la multiplication de la fréquence à des transformateurs « statiques ». Le principe sur lequel sont basés ces appareils est dû à M. Epstein (1902), directeur de la société Lahmeyer, à Francfort sur le Mein ([1]), qui, le premier, a réussi à doubler la fréquence dans un appareil sans mouvement aucun. La réalisation pratique en est dûe au comte Arco, directeur de la Société Telefunken ([2]) et d'autre part à Maurice Joly, à Paris ([3]) et au professeur Vallauri, à Naples ([4]). Tous ces appareils fonctionnaient à courant monophasé. Des appareils triphasés ont été combinés sur le même principe par Spinelli ([5]) et déjà auparavant par Taylor ([6]); tous les deux recoururent en même temps à la réunion des trois phases des courants en une seule phase.

La méthode d'Epstein est basée sur les effets d'une aimantation dissymétrique du fer produite par l'adjonction d'un enroulement à courant continu à ceux de courants alternatifs. Le dispositif en est le suivant :

Le noyau de fer d'un transformateur porte deux enroulements dont l'un à courant continu d'une telle intensité que le noyau de fer du transformateur en est fortement saturé. L'autre enroulement reçoit le courant alternatif primaire de n périodes par seconde. La demi-onde de ce dernier qui est du même sens que le courant continu ne peut plus guère renforcer, sinon d'un degré insignifiant, le flux magnétique du noyau saturé (fig. 1), par contre la demi-onde suivante, d'un sens opposé,

[1]) Brevet allemand D. R. P. 149761 (1902).

[2]) Graf von Arco. Conférence tenue à la Société des Sciences naturelles à Münster 1912.

[3]) *Comptes rendus de l'Ac. des Sc. de Paris,* 1911. vol. 152, p. 699.

[4]) Atti della Associazione Elettrotecnica Italiana, 1911, vol. 15, p. 391.

[5]) *Elettricista,* 1912, p. 215.

[6]) *Journal of the Institution of Electrical Engineers,* 1914, p. 700.

réduira d'autant mieux le flux d'induction magnétique en question. Nous obtenons, par conséquent, une courbe très applatie pour la première demi-période et, par contre, une courbe très pointue pour la deuxième période du flux magnétique. Si nous faisons emploi de deux appareils semblables dont les bobines primaires sont connectées en série et les bobines secondaires en opposition, nous obtiendrons dans le circuit secondaire un courant de $2n$ périodes par sec. Nous réussissons ainsi à doubler la fréquence au moyen d'un dispositif magnétique dissymétrique.

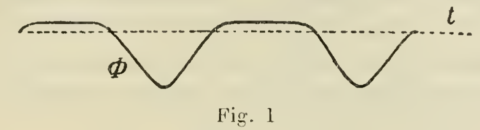


Fig. 1

Le Comte d'Arco a transformé par ce moyen un courant de 7.500 périodes par sec. (longueur d'onde $\lambda = 40{,}000^{m}$) en un courant de 15,000 périodes avec un rendement de 85 %, et par une deuxième transformation en un courant de 30,000 périodes avec un rendement d'ensemble de 60 %.

3. — Modifions maintenant le dispositif de telle sorte que le noyau de l'un des deux transformateurs soit saturé, non seulement pour l'une des demi-ondes, mais à demeure aussi bien pour la demi-onde positive que pour la demi-onde négative et que, d'autre part, le noyau de l'autre transformateur reste continuellement très loin de la saturation. Dans ce cas la courbe représentative du flux magnétique du premier transformateur aura une forme périodique plate, tandis que celle du deuxième une forme pointue. Ce qui est remarquable, c'est qu'alors la différence des ordonnées simultanées de ces deux courbes sera représentée par une courbe périodique d'une fréquence $3n$, c'est-à-dire d'une périodicité trois fois plus grande que le courant primitif (fig. 2). C'est le phénomène sur lequel est basé le triplicateur de fréquence de Joly [1].

Comme la force électromotrice extérieure de fréquence n qui agit aux bornes de l'ensemble formé par les circuits primaires

[1]) *Comptes rendus de l'Ac. des sciences,* Paris, 1911, vol. 152, p. 856.

des deux transformateurs est normalement de forme sinusoïdale, il s'ensuit que la somme des dites ordonnées doit également suivre la loi sinusoïdole de fréquence n, tandis que la différence, ainsi que nous venons de le voir, présente une fréquence $3n$.

Spinelli et Taylor n'ont pas recours à une excitation par courant continu pour obtenir la saturation. Ils y arrivent uniquement par les faibles dimensions données à la section du noyau par rapport à la longueur du circuit magnétique. En même temps ils remplacent le transformateur saturé par une bobine de self à noyau saturé placée dans chacune des phases en série avec le primaire du transformateur non saturé. Spinelli préfère la connexion des troïs phases primaires en étoile, Taylor, par contre, celle en triangle.

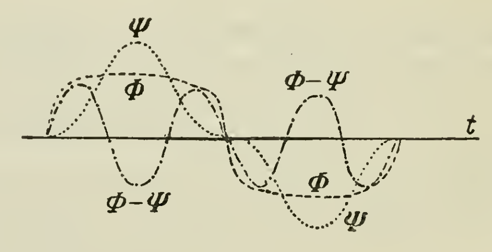


Fig. 2

4. — En élaborant la théorie de ces appareils, j'ai cherché à en généraliser le dispositif de façon à pouvoir multiplier la fréquence d'un courant d'un nombre entier quelconque. J'ai réussi à résoudre ce problème pour le cas d'un *nombre impair* quelconque, ainsi qu'il est exposé ci-dessous.

Envoyons les courants sinusoïdaux d'une génératrice polyphasée d'un nombre de phases impair soit $2k + 1$ dans les bobines primaires correspondantes, au nombre de $2k + 1$, d'un transformateur normal. Le flux magnétique total qui en résultera dans le noyau du transformateur sera continuellement nul, comme le courant au point neutre d'un réseau polyphasé normal conformément à la loi de Kirchhoff. La démonstration en est, d'ailleurs, très simple. En effet, la somme des sinus des angles successivement décalés au centre d'un polygone fermé

est nul. Nous n'avons qu'à additionner les $2k + 1$ phases que voici :

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_0 \sin \omega t \,, \\ \Phi_2 &= \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{2k+1}\right), \\ &\vdots \\ \Phi_{2k+1} &= \Phi_0 \sin\left(\omega t - 2k\,\frac{2\pi}{2k+1}\right), \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

où $\overline{\Phi}_0$ est l'amplitude du flux et $\omega = \frac{2\pi}{T}$ la fréquence circulaire pour la durée de période T.

Nous obtenons alors la somme suivante :

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1 + \Phi_2 + \ldots + \Phi_{2k+1} &= \Phi_0 \sum_{n=0}^{n=2k} \sin\left(\omega t - n\,\frac{2\pi}{2k+1}\right) \\ = \Phi_0 \sin \omega t \left(1 + \sum_{n=1}^{n=2k} \cos n\,\frac{2\pi}{2k+1}\right) &- \Phi_0 \cos \omega t \sum_{n=1}^{n=2k} \sin n\,\frac{2\pi}{2k+1}\,. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Or, on a pour les angles au centre du polygone de $2k + 1$ cotés de part et d'autre

$$\left.\begin{aligned} \sin \frac{2\pi}{2k+1} &= -\sin 2k\,\frac{2\pi}{2k+1}\,, \\ \sin 2\,\frac{2\pi}{2k+1} &= -\sin \overline{2k-1}\,\frac{2\pi}{2k+1}\,. \\ &\vdots \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Nous voyons donc que les $2k$ termes de la somme s'annulent deux par deux, par conséquent toute la somme disparaît.

De même on peut se rendre compte que la somme des cos ci-dessus est égale à — 1 et que, par conséquent, la quantité indiquée sous parenthèses disparaît également.

On a donc pour des fonctions sinusoïdales pures :

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \ldots + \Phi_{2k+1} = 0\,. \quad (4)$$

5. — Si nous réussissons à déformer la courbe sinusoïdale par la superposition de harmoniques supérieures, la somme des $2k + 1$ phases ne s'annulera plus continuellement, ainsi que nous allons le démontrer tout à l'heure. Nous pouvons obtenir de telle courbes déformées, de forme aplatie pour le flux magnétique en réduisant par exemple jusqu'à la saturation la section du noyau de fer d'un transformateur. Ces courbes peu-

vent alors être représentée de la manière bien connue par une série de Fourier. Nous pouvons ajouter d'avance que cette série ne contiendra que les termes en sinus, à l'exclusion de ceux en cosinus et que les termes à index impair. En effet la demi-onde positive est l'image symétrique de la demi-onde négative et d'autre part chaque demi-onde se compose de deux quarts d'onde symétriques ce qui entraîne les conditions ci-dessus indiquées pour la série de Fourier. En désignant par $\Phi_{01}, \Phi_{03} \cdots \Phi_{0\,(2k+1)} \ldots$ les amplitudes des fonctions harmoniques de la série, autrement dit les constantes des termes en question, nous pouvons écrire pour les $2k+1$ phases du flux magnétique :

$$\left.\begin{aligned}
\Phi_1(\omega t) &= \Phi_{01} \sin(\omega t + \varphi_1) + \Phi_{03} \sin 3(\omega t + \varphi_3) + \ldots \\
&\quad + \Phi_{0(2k+1)} \sin \overline{2k+1}(\omega t + \varphi_{2k+1}) + \ldots, \\
\Phi_2(\omega t) &= \Phi_{01} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_1\right) \\
&\quad + \Phi_{03} \sin 3\left(\omega t - \frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_3\right) \ldots \\
&\quad + \Phi_{0(2k+1)} \sin \overline{2k+1}\left(\omega t - \frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_{2k+1}\right) + \ldots, \\
&\vdots \\
\Phi_{2k+1}(\omega t) &= \Phi_{01} \sin\left(\omega t - 2k\frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_1\right) \\
&\quad + \Phi_{03} \sin 3\left(\omega t - 2k\frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_3\right) + \ldots \\
&\quad + \Phi_{0(2k+1)} \sin \overline{2k+1}\left(\omega t - 2k\frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_{2k+1}\right) + \ldots .
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Nous devons examiner maintenant, si la somme des valeurs simultanées de ces phases est différente de zéro et, dans le cas affirmatif, quelle est la fonction qui peut la représenter.

Nous additionnons donc par colonnes et obtenons comme résultat :

$$\left.\begin{aligned}
\sum_{\nu=1}^{\nu=2k+1} \Phi_\nu(\omega t) &= \Phi_{01} \sum_{\nu=0}^{\nu=2k} \sin\left(\omega t - \nu\frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_1\right) \\
&\quad + \Phi_{03} \sum_{\nu=0}^{\nu=2k} \sin 3\left(\omega t - \nu\frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_3\right) \ldots \\
&\quad + \Phi_{0(2k+1)} \sum_{\nu=0}^{\nu=2k} \sin \overline{2k+1}\left(\omega t - \nu\frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_{2k+1}\right) \ldots .
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Il est facile à remarquer que la somme

$$\sum = \sum_{\nu=0}^{\nu=2k} \sin \overline{2k+1}(\omega t - \nu \frac{2\pi}{2k+1} + \varphi_{2k+1}), \quad (7)$$

qui forme le coefficient de l'amplitude $\Phi_{0\,(2k+1)}$, présente la particularité que tous ses $2k+1$ termes ont la même valeur. En effet, ces termes ne diffèrent les uns des autres que par des multiples entiers de 2π, puisque aussi bien au nominateur qu'au numérateur de 2π figure le nombre $2k+1$ qui, par conséquent, est éliminé. Nous avons donc des angles ne différant entre eux que des multiples de 2π, dont le sinus, par conséquent, ne varie pas. Nous pouvons donc écrire :

$$\sum = (2k+1) \sin \overline{2k+1}(\omega t + \varphi_{2k+1}) . \quad (8)$$

Le résultat est tout autre pour les autres sommes qui forment les coefficients des amplitudes Φ_{01} Φ_{03}.... En effet chacune d'elles est composée du sinus des angles différents entre eux de la même fraction de 2π et correspondant bien à un polygone fermé. Leur valeur est donc nulle.

Il n'y a d'exception que pour les termes qui ont comme index un multiple impair quelconque du nombre $2k+1$, c'est-à-dire qui forment le coefficient de l'amplitude $\Phi_{0\,(2\nu+1)(2k+1)}$. Toutefois pour les vibrations dont nous nous occupons ici l'influence de ces termes devient négligeable.

Ainsi, par exemple, dans le cas de 11 phases la première harmonique supérieure subsistant pour le flux magnétique aurait 33 — fois plus de fréquence que le courant primaire à transformer, donc ne pourrait se faire valoir au-dessus de la vibration fondamentale rien qu'à cause de l'effet des courants de Foucault qu'elle produirait dans les tôles du noyau de notre transformateur.

Nous venons donc de démontrer qu'aussitôt que les courbes primaires ne sont pas sinusoïdales mais bien déformées par des harmoniques supérieures, la somme de $2k+1$ phases, au lieu de disparaître, pourra être représentée par la fonction suivante:

$$\sum_{\nu=1}^{\nu=2k+1} \Phi_\nu(\omega t) = (2k+1)\Phi_{0(2k+1)} \sin \overline{2k+1}(\omega t + \varphi_{2k+1}). \quad (9)$$

Nous obtenons donc par phase l'apport suivant au nombre de lignes de force magnétique du noyau de fer saturé :

$$\Phi_s = \Phi_{0(2k+1)} \sin \overline{2k+1}(\omega t + \varphi_{2k+1}) \cdot \qquad (10)$$

C'est, comme on voit, *une fonction sinusoïdale simple dont la périodicité est* $2k+1$ — *fois plus grande que celle de la tension sinusoïdale primaire polyphasée dont nous sommes partis.* Nous pouvons donc constater que la transformation de courants polyphasés de $2k+1$ phases en un courant monophasé par l'addition des dites phases au moyen d'un tranformateur à noyau de fer saturé conduit à un courant sinusoïdal d'une fréquence $2k+1$ fois plus grande que celle des courants à transformer. En définitif *le nombre impair des phases apparaît comme le coefficient de la multiplication de la périodicité.*

6. — Le résultat que nous venons d'établir paraît intéressant encore à un autre point de vue. En effet il nous rappelle la méthode dont on se sert pour analyser une courbe périodique déformée par des harmoniques supérieures, par exemple, la courbe du courant d'un circuit contenant un arc électrique. Là c'est le phénomène de résonance qui permet de faire ressortir la composante de fréquence n par exemple en constituant un circuit dont la fréquence d'oscillation propre dûe à la capacité et à l'inductivité choisies conformément à la formule de Thomson soit précisément le nombre n en question.

Par le dispositif qui fait l'objet de notre étude nous réalisons un phénomène de résonance analogue mais par des moyens différents notamment sans avoir à recourir à l'emploi de capacités. En effet, nous aussi nous faisons ressortir la fonction harmonique supérieure ayant par sec. une fréquence $2k+1$ fois plus élevée que les $2k+1$ courbes de phases déformées, toutefois l'organe qui nous facilite cette opération est uniquement un transformateur à noyau de fer saturé. Ce n'est pas, en réalité, un phénomène de résonance d'une exactitude mathématique, car les termes dont l'index est un multiple impair du nombre $2k+1$ continuent à subsister dans la série de Fourier résultant de notre addition (5.—). Toutefois au point de vue pratique ces termes ne présentent aucune espèce d'importance pour le résultat, quand il s'agit de phénomènes physiques

accompagnés d'effets de dégradation réduisant à néant l'influence des dits termes d'harmoniques supérieures.

Tel est le cas précisément quand il s'agit de flux magnétiques dans le noyau de fer du transformateur, où la dégradation est assurée par la production de courants de Foucault dans les tôles. Tel encore pour les courants à très haute fréquence dont l'effet s'annule par l'importance de la résistance apparente dûe à l'inductivité.

Néanmoins nous préférons laisser de côté la désignation « résonance » et le remplacer par celle de *consonance* pour le phénomène qui nous occupe et que nous proposons d'appeler, par la suite, la « *consonance polyphasée* ». Elle s'applique d'ailleurs à toute une catégorie de vibrations, aussi bien en mécanique qu'en acoustique, etc. Il suffit pour cela que la courbe périodique, au lieu d'être sinusoïdale, soit déformée par des harmoniques supérieures et se présente sous une forme aplatie ou, au contraire, pointue et que, d'autre part, en raison de phénomènes de dégradation d'énergie, aucune des harmoniques supérieures subsistantes dans la série résultante (avec, comme index, un multiple impair du nombre de phases) ne puisse se faire valoir.

En acoustique nous pourrions choisir comme exemple le cas de diapasons excités électriquement avec des déphasages convenables et dont l'amplitude puisse être entravée par une sorte de freinage mécanique ce qui introduirait les dites harmoniques supérieures dans la loi du mouvement périodique. La dégradation nécessaire résulterait de l'imperfection même de l'organe auditif humain (inertie des ossicules derrière le tympan). Un son plus élevé, correspondant à la multiplication de la fréquence en serait le résultat.

Il serait tentant d'envisager la possibilité de l'application du principe aux radiations également. Malheureusement nous sommes dans l'ignorance complète de la forme exacte des courbes de vibrations, ainsi que de la manière dont on pourrait déformer une vibration sinusoïdale caractérisant un rayon de lumière ou de chaleur radiante. Par contre nous pouvons supposer que l'imperfection de l'œil humain pourrait parfaitement suffire pour amener le phénomène de dégradation nécessaire à la mul-

tiplication de fréquence par le principe de la consonance polyphasée et de cette façon, par exemple, à la transformation d'un rayon infrarouge en rayon visible ou d'un rayon visible en rayon ultraviolet.

7. — Si nous avions pris à la place d'une génératrice polyphasée à $2k+1$ phases une autre à un nombre pair de phases $2k$ pour alimenter les bobines primaires de notre transformateur, nous aurions obtenu un tout autre résultat. En effet, dans ce cas tous les termes de la série (6) disparaîtraient sans exception, car au lieu de (8) nous serions arrivés à la somme suivante :

$$\sum = \sum_{\nu=10}^{\nu=12k} \sin \overline{2k+1}\left(\omega t - \nu \frac{2\pi}{2k} + \varphi_{2k+1}\right) . \qquad (11)$$

Or nos séries de Fourier ne comportent que les termes avec index impair, par conséquent le nominateur pair de 2π ne peut plus s'éliminer d'une façon générale comme à (7). Donc la formule (11) représente la somme des sinus correspondant à des angles centraux d'un polygone fermé et disparaît conformément à un théorème général bien connu et déjà cité plus haut.

Il s'ensuit que *l'emploi d'un nombre pair de phases ne peut pas convenir pour la multiplication de fréquence suivant le principe de la consonance polyphasée* et avec des courbes à quarts d'onde *symétriques,* car la somme des valeurs instantanées des phases est nulle à chaque instant tout comme pour le point neutre de courants polyphasés sinusoïdaux.

8. — Les dynamos que nous employons pour l'alimentation de nos transformateurs fournissent normalement une force électromotrice sinusoïdale aux bornes de nos appareils, par conséquent il est préférable de ne pas connecter directement un transformateur à noyau saturé à la dynamo, mais de le mettre en série soit avec une bobine de self pour chaque phase, comme le préconisent MM. Taylor et Spinelli soit avec un deuxième transformateur, non saturé, celui-là, comme le propose M. Joly.

Dans ce cas nous avons à faire à des courbes plates et à des fonctions périodiques correspondantes $\Phi\ (\omega t)$ pour représenter le flux magnétique dans le noyau saturé et, de même, nous avons

des courbes pointues et des fonctions Ψ (ωt) pour le noyau non saturé. La somme de ces deux fonctions est, par définition, une simple fonction sinus représentant la loi de la variation de la tension aux bornes. On a donc pour chaque phase :

$$\Phi(\omega t) + \Psi(\omega t) = \Phi_0 \sin \omega t \ , \tag{12}$$

d'où l'on tire :

$$\Psi(\omega t) = \Phi_0 \sin \omega t - \Phi(\omega t) \ . \tag{13}$$

En étendant cette relation à toutes les $2k + 1$ phases et en additionnant les $2k + 1$ équations ainsi obtenues, nous recevons du côté droit comme premier terme une somme de simples sinus d'angles centraux d'un polygone fermé dont nous savons (4) qu'elle disparaît et comme deuxième terme négatif l'expression (9) qui, par conséquent, est égale et de signe contraire à la somme résultant du côté gauche ci-dessus. On a donc en définitif :

$$\sum_{\nu = 1k}^{\nu \;\; 12k+1} \Psi_\nu(\omega t = - \sum_{\nu = 1k}^{\nu = 12k+1} \Phi_\nu(\omega t) \ , \tag{14}$$

ce qui signifie que le flux *d'induction magnétique résultant de la somme des ordonnées simultanées des courbes pointues suit la même loi, mais en sens contraire que celui correspondant aux courbes plates.*

Il s'ensuit qu'en mettant en série deux transformateurs dont l'un à noyau saturé et l'autre loin de la saturation *la transformation de courants primaires polyphasés de* $2k + 1$ *phases en courant monophasé secondaire qui en résulte amène une multiplication de fréquence dont le facteur est précisément* $2k + 1$ *c'est-à-dire le nombre des phases employées.*

Comme le courant secondaire du premier transformateur est décalé de 180° par rapport à celui du deuxième transformateur, les bobines secondaires des deux transformateurs doivent être connectées en opposition et non en série pour ne pas annuler mutuellenent leurs effets (fig. 3).

On peut conclure de la relation (12) encore au fait suivant. Les harmoniques supérieures qui existent dans les séries de Fourier représentant les fonctions Φ et Ψ y figurent avec des amplitudes égales et des angles de phases égaux mais avec des

signes contraires. C'est pourquoi disparaissent-elles dans la somme des deux fonctions de telle sorte que l'onde fondamentale $\Phi_0 \sin \omega t$ subsiste seule comme résultat de l'addition.

On peut facilement se rendre compte que ces harmoniques supérieures appliquées dans un sens prêtent une forme aplatie à l'onde fondamentale et dans l'autre sens rendent cette dernière, par contre, pointue. C'est une relation analogue à celle existant entre le flux magnétique et la force électromotrice correspondante ou, d'une façon générale, entre une fonction périodique et sa dérivée. Si l'une des deux peut être représentée

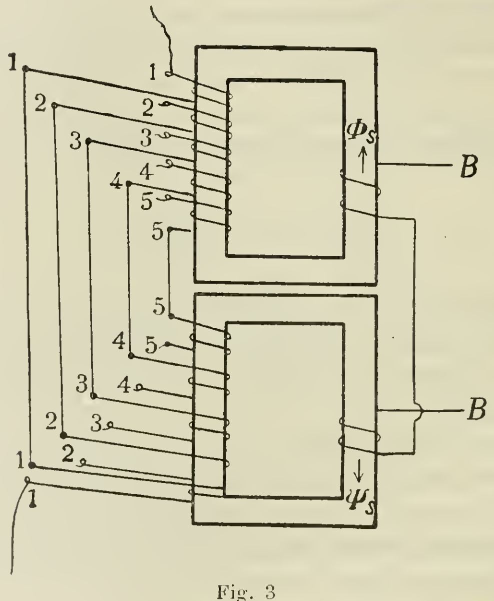


Fig. 3

par une courbe plate, à l'autre correspond une courbe pointue et réciproquement. Il n'y a d'exception que pour la simple courbe sinusoïdale qui, en l'absence de fonctions harmoniques supérieures, forme la limite et a comme dérivée, une ligne cosinusoïdale qui a exactement la même forme que la ligne sinusoïdale sauf que les deux sont décalées de 90° l'un par rapport à l'autre. La forme de la ligne sinusoïdale peut donc être considérée comme ni plate, ni pointue, mais bien formant la transition entre les deux.

9. — Pour terminer nous voulons encore donner sur un exemple choisi une démonstration élémentaire du théorème général indiqué en (5). En effet, tout en cherchant une bonne approximation nous pouvons supposer dans un but de simplification que chaque demi-onde de la courbe plate qui correspond à une des phases peut être représentée par un trapèze symétrique. Dans ce cas simple on n'a guère besoin de recourir aux séries de Fourier, car on peut établir par simple construction la courbe qui représente la somme des phases.

Comme exemple nous choisissons l'emploi d'une génératrice à cinq phases. D'ailleurs en pratique on doit limiter le nombre des conducteurs reliant la génératrice au transformateur, car, en choisissant un nombre élevé de phases, on arriverait à un dispositif trop compliqué. L'emploi de neuf ou de onze phases nous paraît suffisamment élevé même pour des puissances importantes et fournit un facteur suffisamment haut pour la multiplication de fréquence. En raison du nombre des conducteurs nécessaires il ne serait pas recommandable d'exagérer davantage le nombre des phases.

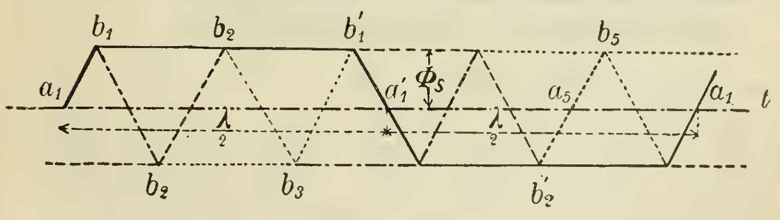


Fig. 4

La longueur de la base du trapèze choisi (fig. 4) est $\frac{\lambda}{2}$, la moitié de la longueur d'onde et sa hauteur la valeur Φ_s du flux d'induction magnétique correspondant à la saturation. Pour simplifier encore le problème nous admettrons que pour le degré de saturation choisi les points de rencontre b, b' des côtés inclinés se trouvent précisément sur la droite $y = \Phi_s$ parallèle à l'axe des abcisses.

Examinons maintenant la somme des ordonnées simultanées des 5 (ou en général $2k + 1$) trapèzes en premier lieu aux points b, où tous les 5 (ou $2k + 1$) ordonnées sont égales entre elles

soit $= \pm \Phi_s$ et ensuite dans les autres endroits, où l'une des ordonnées est plus petite que Φ_s à cause de l'inclinaison du côté correspondant du trapèze, tandis que les autres 4 (ou $2k$) ordonnées restent $= \pm \Phi_s$. Comme points spéciaux nous pouvons indiquer les points d'intersection des côtés inclinés et de l'axe des abcisses, où l'ordonnée correspondante est $= 0$, tandis que la moitié des autres ordonnées est $= + \Phi_s$ et l'autre moitié soit 2 (ou $2k$) est $= - \Phi_s$. A ces endroits la somme des 5 (ou $2k + 1$) ordonnées simultanées disparaît par conséquent.

Aux points b on a d'un côté 3 (ou $k + 1$) ordonnées de la valeur $+ \Phi_s$ et de l'autre côté 2 (ou k) ordonnées de la valeur contraire $- \Phi_s$. La différence qui représente le résultat d'addition des ordonnées à ces points sera donc

$$(k + 1)\Phi_s - k\Phi_s = \Phi_s$$

correspondant à l'amplitude de l'onde.

Pour les points qui se trouvent entre les points a et b les relations sont les mêmes que pour les points a. D'un côté nous avons k ordonnées positives égales Φ_s et de l'autre côté le même nombre d'ordonnées négatives $- \Phi_s$, par conséquent pour ces points le côté incliné du trapèze fixe seul le résultat.

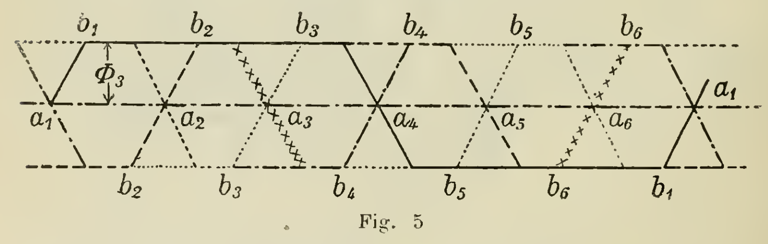


Fig. 5

En définitif c'est la ligne en zig-zag $a_1\ b_1\ b_2$... formée par les côtés inclinés (anticlinaux) des trapèzes qui est le lieu géométrique indiquant la somme des ordonnées simultanées des $2k + 1$ courbes dont les demi-ondes ont été représentées par des trapèzes. Or, cette ligne, comme il est facile de s'en rendre compte, par la figure, a 5 (ou bien $2k + 1$) fois plus de périodes que les courbes qui nous ont servi de points de départ.

Si, au lieu des $2k + 1$ phases, nous étions partis d'un nombre pair de phases $2k$ ou, pour statuer un exemple, de six phases (fig. 5), nous aurions partout d'une part k (ou 3) ordonnées

positives $= \Phi$ et le même nombre d'ordonnées négatives $= - \Phi_s$, par conséquent la somme totale serait

$$k(\Phi_s - \Phi_s) = 0 ,$$

c'est-à-dire disparaîtrait continuellement.

Par conséquent un nombre *pair* de phases ne peut pas servir de base à la multiplication de fréquence au moyen du principe de la consonance polyphasée avec le dispositif indiqué.

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE CHIMIE

tenue à Schuls (Grisons) le 8 Août 1916

Présidents : M. le Prof. G. Nussberger (Coire), introducteur
» Ph.-A. Guye (Genève) [1]
» E. Bosshard (Zurich)
Secrétaire : M. le Dr G. von Weisse (Lausanne) [1]

Partie administrative. — Ph.-A. Guye. Rapport sur les travaux de E. Moles, C. Reiman et W. Murray : Revision de la densité du gaz bromhydrique et poids atomique du brome. — Fr. Fichter. La chloruration électrolytique des hydrocarbures aromatiques. — W. Merki et S. Reich. Formation de l'acide 2-2′-dichloro-6-6′-azobenzoïque. — H. Rupe. Dérivés du camphre. — J. Lifschiftz. Méthodes de mesure et calcul de l'absorption de la lumière. — Jean Piccard. Combinaisons d'addition. — Frédéric Reverdin. Sur la m-phénétidine. — Eug. Wasmer. La fixation de l'azote atmosphérique. — Paul Pfeiffer. Recherches dans la région limitrophe entre l'isomérie et la polymorphie.

Le Comité rapporte que, suivant l'enquête qu'il a faite pour faciliter l'approvisionnement des Laboratoires d'enseignement supérieur, le Département politique fédéral peut garantir la livraison de benzol à raison de 100 kilos au maximum par an et par laboratoire. Pour le toluol et l'acide nitrique, aucune garantie ne peut être donnée.

L'Assemblée décide, sur la proposition de M. Fichter (Bâle), d'encourager la fondation d'un périodique scientifique suisse figurant au programme de la S. H. Sc. Nat. Un échange de vues à ce sujet est recommandé aux sections locales et sa discussion sera portée à l'ordre du jour de la première séance de la Société.

M. Ph.-A, Guye propose Montreux comme lieu de la séance d'hiver 1917, ce qui est adopté à l'unanimité.

Trois nouveaux membres sont admis.

[1]) En remplacement de M. le prof. Cérésole, président de la Société et de M. Weissenbach, secrétaire, tous deux empêchés.

L'attribution de prix et subventions aux travaux de recherches, suspendue depuis deux ans, sera reprise à partir du début de 1917. Les intéressés sont invités à adresser leurs demandes et propositions au Comité, avant le 31 décembre 1916, conformément à l'art. 23 des Statuts.

Il est rappelé que le prix Werner de Fr. 200, doit être décerné tous les trois ans environ, à partir de 1915 ; cette somme sera prélevée sur les intérêts accumulés dont le solde éventuel sera ajouté au capital.

Pendant le repas en commun, qui a suivi la séance, des discours d'adieu ont été prononcés à l'adresse de nos collègues M. Pfeiffer (Zurich) appelé comme professeur à l'Université de Rostock (Mecklembourg) et M. Jean Piccard (Lausanne), nommé professeur à l'Université de Philadelphie.

Ph.-A. Guye (Genève). — *Rapport sur les travaux de E. Moles, C. Reiman et W. Murray : Revision de la densité du gaz bromhydrique et poids atomique du brome.*

M. Guye expose les motifs qui justifient de nouvelles recherches sur le poids atomique du brome et indique les raisons qui ont fait adopter, pour les travaux entrepris dans son laboratoire sur ce sujet, la méthode fondée sur la revision de la densité du gaz bromhydrique corrigée de l'écart à la loi d'Avogadro. Cette série de travaux a été exécutée suivant la méthode générale en usage à Genève (méthode des ballons). M. Moles a préparé le gaz bromhydrique par quatre procédés différents (hydrolyse de Br_3P, réaction entre Br_2 et H_2S, action de Br sur la napthaline et la paraffine) ; d'un ensemble de 55 déterminations exécutées sous des pressions de 1, $^2/_3$ et $^1/_3$ atm. on déduit pour poids du litre normal $L = 3,64442$; $(1 + \lambda) = 1,00931$ et $Br = 79,926$.

M. Reiman a préparé le gaz BrH par deux méthodes (synthèse $Br + H = BrH$ et réaction de PO_4H_3 avec KBr) ; d'un ensemble de 63 déterminations exécutées comme ci-dessus, on déduit $L = 3,6442$; $(1 + \lambda) = 1,00927$ et $Br = 79,924$; la revision définitive des calculs est encore à faire.

M. Murray a étudié plusieurs méthodes de préparation du gaz BrH dont une seule (hydrolyse de $AlBr_3$) a fourni un gaz assez pur pour une détermination exacte de la densité du gaz BrH : 16 déterminations, un peu moins concordantes que les précédentes, ont cependant conduit à un résultat : $L = 3,6440$ que l'on peut considérer comme confirmant ceux qui viennent d'être relatés.

Fr. Fichter (Bâle). — *Chloruration électrolytique des hydrocarbures aromatiques.*

Avec la collaboration de Ch. Stehelin et L. Glantzstein, l'auteur

a chloruré du benzène et du toluène à des anodes de platine, graphite et oxyde ferro-ferrique. Pour obtenir de bons résultats, il faut préparer un électrolyte homogène en mélangeant de l'acide chlorhydrique aqueux, de l'acide acétique glacial et de l'hydrocarbure en proportions déterminées. Le benzène est normalement substitué jusqu'à l'hexachloro-benzène. Ce corps se forme d'une manière parfaite, à une densité de courant élevée, et sa préparation électrolytique en petites quantités paraît avantageuse. Comme produit accessoire, on obtient le pentachloro-phénol par suite de l'oxydation et de la chloruration simultanée du tétrachloro-benzène. Le toluène à l'obscurité donne également la série normale des produits de substitution jusqu'au pentachloro-toluène et à l'hexachloro-toluène (chlorure de pentachloro-benzyle) auxquels s'ajoute toujours de l'hexachloro-benzène. Mais à partir du trichloro-toluène des réactions accessoires conduisent à des substitutions dans la chaîne latérale, avec formation de chlorure de trichloro-benzylidène facilement transformable en aldéhyde correspondante. Ce chlorure à son tour donne lieu à la formation d'un produit accessoire hydroquinonique dont l'instabilité complique l'analyse des produits de la réaction.

W. Merki et S. Reich (Genève). — *Formation de l'acide 2-2'-Dichloro-6-6'-azobenzoïque.*

Pour obtenir l'acide 2-chloro-6-nitro-phénylglycolique, les auteurs ont fait réagir de l'acide cyanhydrique sur l'aldéhyde 2-chloro-6-nitrobenzoïque. Après saponification, ils obtinrent au lieu de l'acide chloro-nitro-phénylglycolique attendu, l'acide 2-2'-dichloro-6-6'azobenzoïque qui se forme au moyen du premier, selon l'équation suivante (perte de H_2O et CO_2 et condensation) :

$$2\ C_6H_3(Cl)(CH.OH.CO_2H)(NO_2) = C_6H_3(Cl)(CO_2H)-N{=}N-C_6H_3(Cl)(CO_2H) + 2CO_2 + 2H_2O$$

En réduisant cet acide, on obtient un anhydride intérieur très stable même vis-à-vis la potasse caustique bouillante :

$$C_6H_3(Cl)(CO_2H)-N{=}N-C_6H_3(Cl)(CO_2H) \;--\; C_6H_3(Cl)(CO_2H)-NH-NH-C_6H_3(Cl)(CO_2H) \rightarrow$$

$$\text{(structure : anhydride, deux noyaux chlorés liés par } -N-N- \text{ et deux ponts } CO\text{)} + 2H_2O .$$

La réduction, dans des conditions données, de l'éther-sel de l'acide dichloro-azo-benzoïque conduit au dérivé hydrazo correspondant qui, en contact avec de l'acide chlorhydrique perd deux molécules d'alcool pour se transformer à son tour en anhydride :

$$ClC_6H_3(CO_2C_2H_5)-NH-NH-C_6H_3(CO_2C_2H_5)Cl \rightarrow ClC_6H_3<\overset{CO}{\underset{}{}}>N-N<\overset{}{\underset{CO}{}}>C_6H_3Cl + 2C_2H_5OH .$$

H. Rupe (Bâle). — *Dérivés du camphre.*

Après avoir préparé, avec la collaboration de Wild, l'amylacétone optiquement active, ainsi que la benzoyl- et l'acétylamylacétone, l'auteur et E. Burckhard ont étudié l'action du chlorure de méthylène-camphre sur l'éther acétylacétique sodé. On n'obtient pas d'éther cétonique, mais l'éther de l'acide méthylène-camphre-acétique, conformément aux équations suivantes :

$$C_8H_{14}\left<\begin{matrix} C=CH-Cl \\ | \\ CO \end{matrix}\right. + \begin{matrix} NaCH-COOC_2H_5 \\ | \\ CO \\ | \\ CH_3 \end{matrix} =$$

$$= C_8H_{14}\left<\begin{matrix} C=CH-CH-COOC_2H_5 \\ | \quad\quad\quad | \\ CO \quad\quad CO-CH_3 \end{matrix}\right. + C_2H_5OH =$$

instable

$$= C_8H_{14}\left<\begin{matrix} C=CH-CH_2-COOC_2H_5 \\ \\ CO \end{matrix}\right. + CH_3COOC_2H_5 .$$

C'est un corps jaune cristallisé qui réagit avec le chlorure de diazonium en formant un dérivé formazylique :

$$C_8H_{14}\left<\begin{matrix} C=CH-C=N-NH-C_6H_5 \\ | \quad\quad\quad \diagdown \\ CO \quad\quad\quad N=N-C_6H_5 \end{matrix}\right. .$$

Porté à l'ébullition avec de la soude caustique, l'éther se transforme en lactone :

$$C_8H_{14}\left\langle\begin{array}{l} \overline{C-CH_2-CH_2-CO} \ (\text{pont } O) \\ | \\ CO \end{array}\right. .$$

L'acide méthylène-camphre-acétique donne, par dissolution dans l'acide sulfurique concentré, la combinaison :

$$C_8H_{14}\left\langle\begin{array}{l} C-CH=CH \\ \| \qquad\quad | \\ C-O-CO \end{array}\right.$$

(beaux cristaux, forte odeur de cuir de Russie).

On obtient, par distillation ou chauffage de l'acide sous pression en présence d'eau, du méthyle-méthylène-camphre :

$$C_8H_{14}\left\langle\begin{array}{l} C=CH-CH_3 \\ | \\ CO \end{array}\right. .$$

Lorsqu'on fait réagir le chlorure de l'acide méthylène-camphre-carbonique

$$C_8H_{14}\left\langle\begin{array}{l} C=CH-COOH \\ | \\ CO \end{array}\right.$$

sur l'éther malonique sodé, on obtient, après saponification d'un produit intermédiaire, la cétone :

$$C_8H_{14}\left\langle\begin{array}{l} C=CH-CO-CH_3 \\ | \\ CO \end{array}\right. .$$

Le campholcarbinol

$$C_8H_{14}\left\langle\begin{array}{l} CH_3 \\ CH_2-OH \end{array}\right.$$

se forme, avec un rendement faible, lors de la réduction de l'éther de l'acide campholique au moyen du sodium et de l'alcool.

J. Lifschitz (Zurich). — *Méthodes de mesure et calcul de l'absorption de la lumière.*

La majorité des études d'absorption lumineuse, spécialement celles appliquées par les chimistes, ont été, jusqu'à présent, exécutées au moyen de la méthode qualitative. La raison en est que les chimistes ont essayé d'élaborer ou d'appliquer des méthodes

auxiliaires pour la détermination de la constitution chimique de corps organiques.

L'auteur démontre qu'à cette fin la méthode de Hartley-Baly est généralement suffisante. Le fait, cependant, que les courbes de perméabilité obtenues au moyen de divers dispositifs et par différents auteurs, ne sont pas comparables, présente un grave inconvénient. Aussi est-il à supposer que seules les méthodes perfectionnées conduiront à des progrès dans la détermination spectroscopique de la constitution.

Dans l'étude des spectres d'absorption mêmes, la méthode de Hartley-Baly ne pourra rendre de services utiles que si on réussit à la transformer en procédé quantitatif, ce qui serait également précieux pour d'autres buts.

L'auteur passe en revue quelques propositions et essais de perfectionnement (application de l'arc Fe-Ni, plaque d'interférence avec lumière continue, méthode de lecture, etc.), puis il démontre, à l'aide de quelques résultats d'expérience, que la méthode de Hartley-Baly est facile à transformer en méthode approximativement quantitative. Des résultats précis seront obtenus au moyen de sources lumineuses à émission continue sans vacillation (lampes nitra, terres incandescentes, etc.). Ce serait là une méthode précise pour la mesure des coefficients d'extinction dans les diverses régions spectrales, qui n'implique pas les inconvénients de l'ancienne méthode et qui présente plusieurs autres avantages.

En critiquant le calcul de l'absorption de *Henri*, l'auteur observe que ces calculs *dans* la bande d'absorption, se heurtent pour le moment à des impossibilités théoriques et qu'à une certaine distance (comme en réfractométrie) ils sont exécutables, mais promettent très peu de succès pratique.

Jean Piccard (Lausanne). — *Combinaisons d'addition.*

M. Hantzsch a récemment mis en discussion une nouvelle théorie sur la constitution des sels de Wurster. Au lieu de la constitution méri-quinoïdique analogue à celle de la quinhydrone admise par Willstætter et Piccard, Hantzsch admet des combinaisons de la moitié du poids moléculaire : ainsi, dans le cas du Rouge de Wurster, la formule $C_8H_{12}N_2Br$, avec une valence libre, au lieu de $C_{16}H_{24}N_4Br_2$. L'hypothèse de Hantzsch est basée sur des particularités du spectre que l'auteur ne saurait mettre en discussion, puis sur le fait que la dissociation n'a pas encore été observée lors de la dilution de solutions de sels méri-quinoïdiques.

C'est ce dernier fait que l'auteur s'est proposé d'étudier. Il a choisi des dissolvants dans lesquels les sels méri-quinoïdiques, sont déjà dissociés en leurs composants (ou en les sels de ces derniers), soit

des acides dilués. Lorsqu'on dilue ces solutions, sans changer la concentration des ions H, une dissociation ultérieure doit avoir lieu, si la formule de Willstætter et Piccard est juste, alors que cette dissociation ne doit pas se produire dans le cas de la formule de Hantzsch. Des expériences exécutées avec plusieurs sels mériquinoïdiques ont confirmé la raison d'être de l'hypothèse de Willstætter et Piccard.

Dans la discussion qui suit cette communication, M. Lifschitz observe qu'il a obtenu des résultats analogues à ceux de M. Piccard, par voie purement optique et ajoute quelques détails à sa communication sur les absorptions lumineuses.

Frédéric Reverdin (Genève). — *Sur la m-phénétidine.*

La *m-phénétidine* $C^6H^4 \cdot OC^2H^5 \cdot NH^2$ 1 · 3 a été peu étudiée jusqu'à présent ; l'auteur s'est proposé de la caractériser d'une manière plus complète par la préparation de quelques-uns de ses dérivés et d'examiner en particulier la nitration de son dérivé acétylé. Ce travail a été exécuté avec la collaboration de M. Lokietek. La matière première qui a servi aux auteurs pour la préparation de la m-phénétidine, l'aminophénol, est depuis quelques années un produit technique, utilisé sous le nom de *fuscamine* dans la teinture. C'est en faisant réagir le bromure d'éthyle sur son dérivé acétylé en présence de lessive de soude, puis saponifiant au moyen de l'ac. chlorhydrique et décomposant le chlorhydrate formé, que la base en question a été obtenue. Elle bout à 248° et a été caractérisée en outre par la préparation de divers dérivés.

La nitration de l'acétyl-m-phénétidine, examinée comme suite aux recherches entreprises depuis longtemps par l'auteur, et poursuivies avec divers collaborateurs, sur la nitration des dérivés des aminophénols, a donné les résultats suivants : il se forme principalement, en quantités plus ou moins variables suivant les conditions de l'expérience, deux *dérivés mononitrés* $C^6H^3 \cdot OC^2H^5 \cdot NHC^2H^3O \cdot NO^2$ 1 · 3 · 4 et 1 · 3 · 6, f. 95° et 147°, et un *dérivé dinitré* $C^6H^2 \cdot OC^2H^5 \cdot NHC^2H^3O \cdot NO^2 \cdot NO^2$ 1 · 3 · 4 · 6, f. à 125°. Dans la plupart des cas, on obtient un mélange de ces composés et spécialement des deux premiers. Les bases correspondantes ont été obtenues par saponification des dérivés acétylés au moyen de l'ac. sulfurique et leur constitution a été établie d'une manière rigoureuse par leur transformation en dérivés dont la constitution était certaine.

On a constaté dans la saponification du dérivé dinitré que le groupe «éthoxy» est très facilement éliminé en même temps que le groupe « acétyle », ce dérivé est saponifié déjà à froid par l'ac. sulfurique. Il ressort de ces recherches, comme remarque générale,

que la nitration de la m-phénétidine (der. acétylé) est moins nette que celle de la m-anisidine (der. acétylé) et que les produits obtenus sont plus difficiles à purifier. Les rendements en dérivés mononitrés spécialement, sont assez inférieurs à ceux que prévoit la théorie, mais au point de vue de l'orientation des groupes « nitro » la m-phénétidine se comporte normalement, ces groupes étant dirigés, d'uue manière prépondérante, en o et en p relativement à l'« éthoxy » ou à l'« acétyl-amino ». Il faut noter que les dérivés nitrés dont il a été question constituent les *produits principaux* de la nitration dans les conditions des expériences, mais qu'il s'en forme d'autres en petites quantités et comme *produits secondaires,* dont l'étude n'a pas encore été faite.

Eug. WASSMER (Genève). — *La fixation de l'azote atmosphérique.*

L'importance de la production synthétique des nitrates et des sels ammoniacaux à l'heure actuelle est évidente.

La solution la plus captivante est de fixer l'azote de l'air.

Cette opération se fait généralement selon deux formes bien distinctes :

1° L'azote est fixé sous la forme d'oxyde (acide), c'est-à-dire production d'acide nitrique.

2° L'azote est fixé sous la forme basique, c'est-à-dire production d'ammoniaque et sels ammoniacaux.

Cette fixation de l'azote de l'air sous forme acide s'accomplit dans l'arc électrique. Les brevets à ce sujet se calculeront bientôt par centaines.

L'auteur a expérimenté cette question durant plusieurs années et il est arrivé, dans le premier cas, à faire passer l'appareil de laboratoire au type industriel simple. Ses constatations sont les suivantes :

La totalité de l'air ou des gaz doit être portée à une température suffisamment élevée, cette condition doit être assurée par la construction du four, en obligeant un contact parfait de l'air avec l'arc électrique.

Le refroidissement des gaz le plus rapide possible doit être assuré.

L'arc doit être étendu, développé, en quelque sorte présenter une surface de contact la plus grande possible. Cette condition s'obtient généralement par l'étalement de l'arc au moyen du champ magnétique ou plus simplement mécaniquement. L'une ou l'autre des manières ne paraît pas influencer les rendements.

Fixation de l'azote atmosphérique sous sa forme basique. Dans cette direction, après de nombreux essais sur les méthodes

directes de contact de l'hydrogène et de l'azote, puis d'extraction de l'azote de la cyanamide, l'auteur est arrivé à une méthode nouvelle qui n'attend que la sanction industrielle, les essais de laboratoire étant terminés, et les réactions étant de l'ordre quantitatif.

Voici le cycle des réactions de ce procédé :

Le magnésium est transformé en azoture.

L'azoture de magnésium est soumis à l'action de l'hydrogène sulfuré, l'azote libéré est transformé en sulfure d'ammonium, et le magnésium passe à l'état de sulfure.

Ce sulfure est soumis à l'électrolyse avec du chlorure de magnésium afin d'obtenir le magnésium métallique pour reprendre le cycle des opérations.

L'avidité du magnésium pour l'azote est surprenante, la réaction est même violente. La facilité avec laquelle l'azoture de magnésium abandonne totalement son azote sous forme ammoniacale est encourageante. Ces constatations établies, il faut donc du magnésium préparé par un procédé pratique. L'électrolyse du mélange : chlorure de magnésium additionné de sulfure, est d'une grande simplicité, et permet d'obtenir le magnésium fondu directement dans le bain électrolytique sans diaphragme et sans fondant. Le cycle des réactions est maintenant parfait.

Les quelques formules suivantes illustrent la succession des réactions de ce procédé :

$$9Mg + 3N_2 = 3Mg_3N_2 \ ;$$

$$3Mg_3N_2 + 12SH_2 = 9MgS + 3S(NH_4)_2 \ ;$$

$$9MgS + 3MgCl_2 = 3Cl_2S_2 + 3S + 12Mg \ ;$$

$$12Mg \longrightarrow \left\{ \begin{matrix} 3Mg \\ 9Mg \end{matrix} \right\} \text{cycle.}$$

La formation du chlorure de soufre est immédiate, et ce composé est condensé de suite à la sortie du bain électrolytique. Comme il n'a aucune action sur le magnésium, le diaphragme est inutile et le rendement est bon.

La formation de sulfure d'ammonium est intéressante au point de la préparation de la soude.

Paul Pfeiffer (Zurich). — *Recherches dans la région limitrophe entre l'isomérie et la polymorphie.*

Les nitrométhoxystilbènes se rencontrent souvent sous deux formes différentes : l'une est jaune, l'autre orange. Les recherches ont démontré que c'est là un phénomène typique de transition entre la véritable isomérie chimique et la polymorphie et que ni

la chimie structurale, ni la stéréochimie, dans leurs formes actuelles, ne suffisent pour interpréter les faits expérimentaux. Peut-être pourrait-on considérer la forme jaune et la forme orange comme isomères énergétiques.

Les formes jaune et orange des nitrométhoxystilbènes ne peuvent exister qu'à l'état solide ; leurs solutions sont complètement identiques, mais leurs couleurs varient d'une manière caractéristique avec la nature chimique du dissolvant. A température élevée, la forme labile est transformée en forme stable, de sorte qu'un seul point de fusion peut être observé. Il appartient, suivant le cas, soit à la forme jaune, soit à la forme orange.

A propos des différences chimiques des deux formes, l'auteur a fait les constatations suivantes :

1° Du benzoyl-amino-nitro-méthoxystilbène

$$C_6H_5CO \cdot NH\text{-}C_6H_3(NO_2)\text{-}CH{=}CH\text{-}C_6H_4\text{-}OCH_3$$

dérive une combinaison jaune avec l'acide acétique, orange avec l'acide trichloracétique. Après chauffage, le résidu de la combinaison jaune de l'acide acétique est le corps stilbénique *orange*, alors que la combinaison orange de l'acide trichloracétique donne naissance à la modification *jaune*.

2° Le cyano-nitro-méthoxystilbène

$$NC\text{-}C_6H_3(NO_2)\text{-}CH{=}CH\text{-}C_6H_4\text{-}OCH_3$$

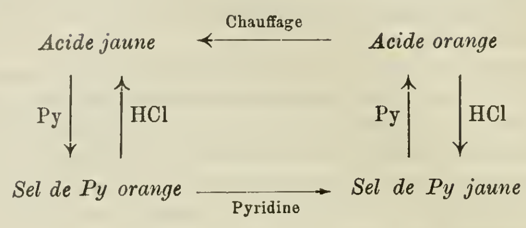
donne une combinaison jaune avec le benzène, orange avec le tétrachlorure d'étain. La première, en perdant le benzène, donne naissance au corps stilbénique orange, la seconde, sous l'influence d'acide chlorhydrique dilué, passe à la modification jaune qui est cependant toujours mélangée à une petite quantité de la forme orange stable.

3° L'acide nitro-méthoxystilbène-carbonique

$$HOOC\text{-}C_6H_3(NO_2)\text{-}CH{=}CH\text{-}C_6H_4\text{-}OCH_3$$

se rencontre sous forme jaune et orange. De même que le sel de pyridine de cet acide peut être préparé dans les deux formes à couleur différente. Les relations suivantes sont uniformément

valables entre les deux modifications de l'acide et celles du sel de pyridine :



Le changement de couleur au passage de l'acide libre à l'état de de sel et vice-versa, est particulièrement frappant, il concorde aux observations mentionnées sous 1° et 2°.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

CARL STŒRMER. — QUELQUES THÉORÈMES GÉNÉRAUX SUR LE MOUVEMENT D'UN CORPUSCULE ÉLECTRIQUE DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE. (*Videnskapsselskapets Skrifter. I Mat. Naturv. Klasse* 1912, n° 7, p. 1-32 ; 1916, n° 5, p. 1-40, Christiania.)

Dans ce mémoire divisé en deux parties inégales, M. C. Stœrmer a réuni l'ensemble de ses recherches antérieures sur les équations du mouvement d'un corpuscule dans un champ magnétique constant. Comme on sait, la force agissante est proportionnelle au produit extérieur $[Hv]$, expression dans laquelle H représente l'induction magnétique et v la vitesse ; ainsi, si γ désigne l'accélération, on a

$$\gamma = \frac{1}{a} [Hv] .$$

M. Stœrmer s'occupe de transformer l'équation vectorielle précédente en coordonnées curvilignes quelconques ; ses résultats, élégamment déduits, sont conformes aux équations de Lagrange employées en Mécanique.

Dans la seconde partie, la même équation est rattachée aux équations canoniques de la Dynamique ainsi qu'aux problèmes connexes du Calcul des variations et aux équations aux dérivées partielles du premier ordre selon les théories classiques dues à Jacobi. Le résultat le plus remarquable du mémoire est contenu dans la proposition suivante.

La divergence du vecteur H est nulle, on peut donc toujours trouver deux autres fonctions U et V, telles que H = [grad U, grad V]. Si on prend ces fonctions U et V comme deux des coordonnées q_1 et q_2 du mobile, la troisième coordonnée q_3 restant quelconque, on peut définir une fonction F des quantités q et de leurs dérivées, telle que, pendant le mouvement, l'intégrale de F reste maximum ou minimum entre deux points quelconques de la trajectoire. C'est pour le corpuscule l'équivalent du principe de la moindre action. Son emploi pratique reste subordonné aux difficultés des intégrations à exécuter pour trouver les fonctions U et V.

C. C.

CHIMIE

W. Mosimann et J. Tambor. — Une synthèse de l'acide dioxy-2-3-phénylacétique. (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. IL (1916), p. 1258 à 1261 ; Université de Berne.)

Dans la synthèse étudiée par les auteurs il se forme seulement des traces d'acide dioxy-2-3-phénylacétique et comme produit principal de l'ac. oxy-2-méthoxy-3-phénylacétique ou l'oxy-7-coumaranone. Cet insuccès est d'autant plus étonnant que von Kostanecki et Lampe étaient parvenus sans difficulté à transformer le nitrile de l'ac. o. méthoxy-glycolique en ac. o-oxyphénylacétique. Les auteurs ont essayé de chauffer pendant 5 heures, au bain-marie, avec cinq fois la quantité d'ac. iodhydrique, le nitrile de l'ac. diméthoxy-2-3-glycolique et ont donc obtenu les produits ci-dessus indiqués. *L'ac. oxy-2-méthoxy-3-phénylacétique* $C^6H^3OCH^3.OH.CH^2COOH$ est en feuillets rhomboédriques blancs, *f* à 124°, l'*oxy-*

OH
O
CO
CH^2

7-isocoumaranone sublime en aiguilles *f* à 189°. Celle-ci, dont les auteurs décrivent quelques dérivés, fournit, par chauffage à l'ébullition pendant 15 minutes, avec une solution de carbonate de soude l'*ac. dioxy-2-3-phénylacétique* $C^6H^3.(OH)_2\,CH^2.COOH + 1\frac{1}{2}aq.$ qui cristallise dans le chloroforme en aiguilles blanches fondant mal à 75° avec dégagement d'eau ; l'*acide anhydre* fond à 103-104°.

GÉOLOGIE

Carte géologique au 1 : 50.000 du Lac des Quatre Cantons, publiée par la Com. géol. suisse, d'après les levers de MM. A. Buxtorf, A. Tobler, C. Niethammer, E. Baumberger, P. Arbenz, W. Staub.

Parmi les publications récentes de la Commission géologique suisse l'une des plus intéressantes est sans contredit la carte au 1 : 50.000 de la région du Lac des Quatre Cantons. Le territoire représente un tronçon de la zone longitudinale, suivant laquelle les gigantesques nappes alpines et préalpines sont venues déferler par dessus les régions molassiques. Il comprend donc les éléments tec-

toniques et stratigraphiques les plus divers, accumulés en un système très complexe, dont la nature vraie n'a pu être déchiffrée que par le persévérantt ravail d'une vaillante pléïade de géologues.

Plusieurs cartes de détail et diverses descriptions monographiques avaient déjà été publiées sur l'une ou l'autre des parties de cette région, dont la géologie si compliquée a été ainsi peu à peu éclaircie. Aujourd'hui c'est un beau travail de synthèse que nous offre la Commission géologique suisse.

Si nous considérons d'abord la partie septentrionale de cette carte, nous y voyons figurés la zone de la Molasse subalpine avec son anticlinal aquitanien passant au sud de Lucerne et de Zoug et les énormes masses de Nagelfluh burdigaliennes et vindoboniennes du Rigi et du Rossberg, qui, plongeant au S-E, vont disparaître sous les fronts de nappes du Bürgenstock et de la Rigihochfluh. Dans cette partie de la carte le principal progrès réalisé est d'ordre stratigraphique. Les formations molassiques y sont interprétées non plus d'après des classifications locales trop longtemps en usage parmi les géologues suisses, mais d'après les principes stratigraphiques qu'ont permis d'établir les travaux synthétiques sur le Miocène des géologues français. D'autre part les formations quaternaires qui couvrent une portion importante de ce territoire, sont traitées sur la carte avec beaucoup de détail.

Au S de ces paysages de Molasse et de Nagelfluh nous trouvons une première zone de formations crétaciques et éocènes, à laquelle appartiennent de l'ouest à l'est le Pilate avec le Muetterchwanderberg, le Bürgenstock, le Vitznauerstock et la Rigihochfluh. C'est ici la vague qui a déferlé le plus loin par dessus la Molasse, s'écrasant contre les buttoirs de la Nagelfluh, se divisant en plusieurs digitations et subissant de multiples complications ; c'est ce qu'on peut appeler la nappe du Pilate.

Derrière ces chaînes calcaires externes se développe la zone de dépression de Stans et de la partie moyenne du lac des Quatre Cantons de Buochs à Brunnen. Géologiquement cette région correspond à un synclinal considérable qui s'enfonce entre la nappe du Pilate et celle qu'on a appelée nappe du Drusberg ; elle est formée essentiellement par une masse considérable de Flysch.

Plus au S nous trouvons les chaînes calcaires que traverse la Muotta, le massif du Frohnalpstock, puis, à l'ouest du Lac d'Uri, celui de l'Oberbauenstock et de Schwalmis et enfin, à l'ouest de la vallée d'Engelberg, le Schlüchiberg. Tout cet ensemble, constitué presque en entier par les formations crétaciques, correspond au point de vue tectonique au front plongeant et plusieurs fois digité de la principale des nappes helvétiques, la nappe du Drusberg. La carte qui vient d'être publiée montre admirablement les détails de la tectonique de cette nappe et sa superposition générale vers le

sud sur une zone de Flysch qui passe par Riemenstalden, Sisikon Isenthal et Grafenort.

Dans l'angle sud-est de la carte nous voyons figurés d'une part le massif de l'Urirothstock, d'autre part la chaîne de l'Axen, qui représentent la partie la plus compliquée géologiquement de tout le territoire représenté. Ici ce sont de nouveau des nappes de formations jurassiques et crétaciques qui sont venues recouvrir le Flysch, mais, écrasées entre ce Flysch et la nappe du Drusberg qui les recouvraient, elles se sont enfoncées dans leur soubassement en plusieurs digitations aux formes irrégulières, brisées et dinantinnes, dont l'étude a comporté d'innombrables difficultés.

La région du Lac des Quatre Cantons comporte une complication reconnue depuis longtemps mais expliquée seulement depuis que la théorie des grandes nappes de charriage a vu le jour, celle des Klippes. A l'Arvigrat, au Stanserhorn, au Buochserhorn, aux Mithen, on voit, formant les régions culminantes, des formations jurassiques d'un caractère tout à fait étranger à la région et qui, d'autre part, reposent sur des formations beaucoup plus jeunes. Ce sont les Klippes de la Suisse centrale, dans lesquelles tous les géologues s'accordent à reconnaître des lambeaux détachés par l'érosion d'une vaste nappe alpine, supérieure aux nappes que nous venons de considérer, à laquelle appartient la plus grande partie des Préalpes savoysiennes, vaudoises et fribourgeoises et qui est désignée sous le nom de nappe des Préalpes médianes.

En résumé la carte qu'a publiée la Commission géologique suisse donne une image remarquablement complète et fidèle d'un des plus beaux domaines des Alpes suisses. Elle marque un progrès considérable non seulement au point de vue de la tectonique alpine, mais aussi à celui de la stratigraphie, qui y est traitée très en détail et dans un esprit tout à fait moderne.

Il faut féliciter de cette œuvre M. le prof. Heim, président de la Commission géologique, qui a su diriger la collaboration de nombreux travailleurs, puis les divers collaborateurs, MM. Buxtorf, Tobler, Niethammer, Baumberger, Arbenz et Staub, enfin la maison Kartographia de Wintherthur, qui a exécuté le travail lithographique.

C. S.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

D'OCTOBRE 1916

Le 1, forte bise le matin.
2, forte rosée le matin.
3, faible rosée le matin.
4, brouillard enveloppant à 7 h. du matin.
5, petite pluie dans la nuit.
7, rosée le matin ; pluie de 6 h. 30 à 10 h. du soir et dans la nuit ; orage à 8 h. du soir
les 9 et 10, forte rosée le matin.
11 et 12, forte rosée matin et soir.
le 13, brouillard enveloppant le matin ; rosée le soir.
14, brouillard enveloppant matin et soir.
15, brouillard enveloppant le matin ; pluie dans la nuit.
17, gelée blanche le matin.
18, faible rosée le matin : pluie à 4 h., à 10 h. du soir et dans la nuit.
19, pluie de 2 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
les 20 et 21, très forte bise toute la journée.
le 22, rosée le soir.
23, brouillard le matin ; pluie de 8 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
24, pluie de 7 h. du matin à 6 h. du soir et dans la nuit.
25, pluie de 2 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
26, pluie de 8 h. 30 à 9 h. 30 du matin et de 2 h. à 5 h. du soir.
27, gelée blanche le matin ; pluie de 1 h. à 6 h., de 8 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
28, pluie de 7 h. du matin à 3 h. du soir.
29, pluie de 7 h. à 9 h. 30 du soir et dans la nuit.
30, pluie de 7 h. à 9 h. 20 du soir et dans la nuit.

GENÈVE — OCTOBRE 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	28.7	29.4	30.4	28.94	+ 2.08	26.6	30.8	NNE. 2	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	8.5	7	2	0	2	8.3	....	....
2	31.1	30.4	30.4	30.64	+ 3.81	29.6	31.6	SSW. 1	SSE. 1	SW. 1	SW. 1	1.9	2	1	10	4	7.3	....	....
3	31.1	31.4	31.6	31.23	+ 4.44	30.6	31.8	NW. 1	N. 1	S. 1	calme	0.7	8	9	0	5	5.7	....	....
4	31.7	31.4	31.1	31.38	+ 4.62	30.5	32.1	S. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	2.7	10	9	10	9	1.7	0.1	1
5	31.0	31.1	31.5	31.06	+ 4.33	30.6	31.7	SSW. 1	SW. 1	S. 1	SSW. 1	2.0	9	9	10	9	4.3	....	....
6	32.9	31.8	32.1	32.08	+ 5.39	31.1	33.3	SW. 1	NNE. 1	NNE 1	NNE. 1	2.2	2	0	0	0	**10.2**	....	....
7	31.4	29.3	31.3	30.69	+ 4.04	28.8	32.8	NNW. 1	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	3.8	0	2	9	5	8.0	9.3	6
8	34.4	34.0	34.9	34.15	+ 7.52	32.6	35.2	E. 1	SSW. 1	SSE. 1	var.	1.7	5	2	0	4	7.1	....	....
9	34.1	33.3	33.8	33.86	+ 7.26	32.7	35.0	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	calme	0.9	0	0	0	0	10.1	....	....
10	34.2	33.6	34.6	34.04	+ 7.47	33.1	35.1	SSW. 1	NNE. 1	SSW. 0	calme	0.8	9	8	0	5	8.1	....	....
11	36.1	35.5	36.7	35.71	+ 9.17	34.8	37.0	SSW. 1	SSW. 1	NW. 1	SSW. 1	2.4	0	0	2	0	9.8	....	....
12	36.9	35.6	36.0	**36.13**	+ **9.62**	35.0	**37.2**	SSW. 0	NNE. 1	SW. 0	calme	0.7	2	0	0	1	9.2	....	....
13	36.2	35.3	35.7	35.74	+ 9.26	34.7	36.5	W. 0	NNE. 1	N. 1	NNE. 1	2.2	10	0	0	2	8.0	....	....
14	35.3	33.6	32.2	34.00	+ 7.55	31.2	35.7	SSW. 1	SW. 1	NNE. 0	calme	0.8	10	10	10	7	2.2	0.5	....
15	28.5	25.8	24.3	27.01	+ 0.59	23.8	31.2	SE. 1	SW. 1	S. 0	SSW. 1	7.1	10	1	9	5	4.8	8.7	6
16	27.6	28.7	30.3	28.26	+ 1.86	23.9	30.9	SSW. 1	NNW. 2	SSW. 1	var.	6.9	9	6	3	7	3.7	....	....
17	31.9	30.9	31.4	31.27	+ 4.90	30.4	32.4	SSW. 1	N. 1	SSW. 1	var.	4.0	0	0	0	1	9.5	....	....
18	30.4	28.3	29.7	29.74	+ 3.39	28.0	31.3	SSW. 1	SSW. 2	SSW. 1	SSW. 1	5.8	9	9	8	9	0.3	2.0	3
19	28.8	26.1	21.5	26.08	− 0.25	21.3	29.8	SE. 1	SSW. 2	NW. 1	var.	6.7	9	9	10	10	0.0	12.3	11
20	21.8	21.8	21.8	21.92	− 4.39	21.0	22.8	NNE. 3	NNE 4	NNE. 4	NNE. 3	**38.4**	8	9	10	9	2.7	....	....
21	20.7	22.1	25.0	22.16	− 4.13	20.2	25.5	NNE. 3	NNE. 2	NNE. 2	NNE. 3	29.7	10	9	10	10	0.0	....	....
22	26.1	26.7	29.8	27.12	+ 0.85	25.5	30.3	SSW. 1	NNE. 1	SSW. 1	var.	5.4	9	1	0	3	6.1	....	....
23	30.3	27.6	25.8	28.26	+ 2.01	25.3	30.4	SSW. 1	NNE. 1	NW. 1	var.	1.7	10	9	10	10	0.0	2.6	5
24	23.6	22.8	22.2	23.30	− 2.94	21.2	25.3	SW. 1	SSE. 0	NE. 1	calme	0.4	9	10	10	10	0.0	4.4	14
25	19.4	17.7	17.1	**18.48**	− **7.74**	**16.2**	21.2	SSE 1	N. 1	SSE. 1	calme	1.5	9	9	10	9	2.1	**31.6**	12
26	22.6	25.3	29.6	24.85	− 1.36	19.4	29.6	SW. 2	SSW. 1	NNE. 0	SW. 1	9.2	7	8	10	7	2.4	3.8	4
27	27.2	26.5	25.6	26.64	+ 0.44	25.1	29.1	S. 0	W. 1	SW. 0	calme	1.1	8	10	10	9	0.0	13.7	**15**
28	25.4	26.3	26.0	25.97	− 0.21	24.2	26.8	S. 1	S. 1	SE. 0	calme	0.6	10	10	8	9	0.0	22.3	8
29	24.8	22.1	23.9	23.81	− 2.36	22.0	26.0	S. 0	SW. 2	SW. 3	SW. 1	5.4	7	7	10	8	4.6	4.2	5
30	28.3	29.0	30.0	28.42	+ 2.25	25.2	30.6	W. 0	SW. 1	NW. 1	calme	0.8	4	6	10	8	2.2	2.2	4
31	29.7	30.3	31.7	30.55	+ 4.39	29.5	32.8	SW. 0	SW. 1	W. 1	SW. 1	3.1	6	4	8	4	6.3		
Mois	29.44	28.83	29.29	29.14	+ 2.63							5.13	6.7	5.5	6.0	5.8	144.7	117.7	94

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en % 7 h.	Fraction de Saturation 1 h.	Fraction de Saturation 9 h.	Fraction de Saturation Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation Min.	Fraction de Saturation Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+10.5	+14.0	+ 9.4	+11.29	- 1.12	+ 6.0	+15.0	84	63	86	80	- 1	56	95	—	—	1685
2	4.8	15.7	12.6	10.59	- 1.65	3.8	17.5	97	54	81	79	- 2	52	98	13.7	- 1.9	1675
3	11.6	16.4	11.6	13.66	+ 1.58	10.8	18.0	90	73	93	82	+ 1	64	98	14.2	- 1.2	1705
4	8.0	13.6	13.0	11.71	- 0.20	7.0	15.2	98	89	93	94	+13	84	99	14.2	- 1.1	1695
5	15.0	20.4	15.9	**16.71**	+ 4.97	12.0	21.7	83	53	77	75	- 6	51	96	14.5	- 0.7	1730
6	11.4	17.4	13.1	14.30	+ 2.73	10.8	19.1	93	72	91	83	+ 2	68	95	14.4	- 0.7	1725
7	10.5	23.4	14.7	15.60	+ 4.20	9.5	**24.7**	91	49	83	78	- 3	47	97	14.7	- 0.3	1700
8	11.4	19.2	10.6	13.91	+ 2.68	9.1	19.6	80	47	87	70	-12	44	93	—	—	1695
9	6.3	16.4	10.0	11.01	- 0.04	5.0	17.4	96	55	95	82	0	53	97	13.8	- 0.9	1720
10	6.2	16.4	12.7	11.31	+ 0.43	5.0	17.2	97	70	83	83	+ 1	67	98	13.7	- 0.9	1675
11	8.2	22.2	13.4	13.93	+ 3.22	6.8	22.8	94	50	83	77	- 5	47	95	14.2	- 0.3	1640
12	6.6	16.4	10.8	11.59	+ 1.06	5.8	18.2	97	56	97	83	+ 1	54	99	14.2	- 0.1	1760
13	6.6	13.8	11.3	10.35	- 0.01	5.6	16.4	99	83	96	92	+10	75	100	14.2	0.0	1750
14	8.0	13.4	9.6	10.20	+ 0.02	7.5	14.8	100	95	99	**98**	**+16**	87	100	14.4	+ 0.3	1735
15	7.9	17.4	14.2	11.92	+ 1.92	7.2	18.7	99	65	78	88	+ 6	63	100	—	—	1695
16	7.0	10.1	6.4	8.36	- 1.47	5.1	14.0	90	48	82	72	-10	46	92	14.2	+ 0.4	1705
17	1.0	9.6	3.6	5.45	- 4.20	0.5	10.4	98	40	83	72	-10	**32**	99	14.0	+ 0.3	1710
18	4.4	13.1	9.0	7.70	- 1.77	2.3	13.6	90	53	84	77	- 6	52	93	13.5	0.0	1705
19	8.1	12.3	7.2	9.01	- 0.28	6.5	12.5	98	71	98	90	+ 7	68	98	13.2	- 0.2	1705
20	8.6	7.4	2.9	6.38	- 2.73	2.0	9.0	70	65	73	74	- 9	64	98	12.7	- 0.6	1715
21	2.8	4.0	3.1	**3.15**	**- 5.78**	1.8	4.3	73	65	71	**69**	**-14**	64	73	11.0	- 2.2	1745
22	2.0	6.8	2.2	3.89	- 4.86	1.5	7.6	82	63	93	77	- 6	61	97	—	—	1695
23	2.8	8.6	7.0	5.09	- 3.48	**0.0**	9.3	90	76	92	89	+ 6	72	93	11.7	- 1.2	1725
24	6.2	9.6	9.2	8.14	- 0.25	5.5	10.4	99	96	97	97	+14	92	99	12.2	- 0.5	1735
25	6.2	11.3	8.5	8.67	+ 0.46	5.6	11.8	97	75	98	92	+ 9	75	98	12.5	- 0.1	1700
26	7.4	10.8	5.6	7.46	- 0.58	4.3	12.0	83	63	88	79	- 4	61	92	11.8	- 0.7	1685
27	2.2	7.0	6.4	5.33	- 2.53	1.0	7.8	96	83	94	91	+ 8	74	97	11.2	- 1.1	1665
28	7.2	7.6	5.2	6.55	- 1.13	4.5	8.0	100	97	98	97	+14	91	100	11.2	- 1.0	1710
29	8.6	13.9	7.9	9.85	+ 2.35	4.0	15.2	78	51	83	75	- 8	50	96	—	—	1745
30	6.0	13.8	8.5	9.46	+ 2.14	5.4	14.0	85	47	90	71	-12	44	93	10.5	- 1.4	1735
31	+ 7.6	+21.2	+14.2	+13.02	+ **5.88**	+ 7.0	+21.4	91	41	70	74	- 9	40	96	10.5	- 1.3	1725
Mois	+ 7.13	+13.65	+ 9.35	+ 9.86	- 0.02	+5.45	+14.76	92	65	88	82	- 1			13.09	- 0.89	1706

MOYENNES DE GENÈVE — OCTOBRE 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	31.63	31.55	32.07	32.44	31.57	31.15	31.71	32.34	31.81
2e »	31.21	31.02	31.36	31.36	30.18	29.68	29.94	29.94	30.59
3e »	25.24	25.05	25.30	25.61	25.13	25.13	25.60	26.26	25.41
Mois	29 23	29.07	29.44	29 67	28.83	28.54	28.94	29.41	29.14

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc	+10.54	+ 9.18	+ 9.57	+14.95	+17.29	+16.64	+13.93	+11.98	+13.01
2e »	7.67	6.44	6.64	10.59	13.57	12 70	9.75	8.55	9.49
3e »	5.35	5.15	5.36	8.55	10.42	9.35	7.64	6.82	7.33
Mois	+ 7.77	+ 6.86	+ 7.13	+11.27	+13.65	+12.78	+10.35	+ 9.04	+ 9.86

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	91	90	91	73	62	66	84	87	81
2e »	93	94	93	78	63	66	82	89	82
3e »	89	88	89	77	69	74	86	90	83
Mois	92	91	92	76	65	69	84	89	82

Dans ce mois l'air a été calme 183 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{82}{72} = 1.14$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

		mm
Pression atmosphérique		29.19
Nébulosité		6.1
Température	$\frac{7+1+9}{3}$	+10°.04
	$\frac{7+1+2\times9}{4}$	+ 9°.87
Fraction de saturation		82 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér.	(1836-1875)	26.51
Nébulosité	(1847-1875)	6.9
Hauteur de pluie	(1826-1875)	101.0
Nombre de jours de pluie	(id.)	12
Température moyenne	(id.)	+ 9°.88
Fraction de saturat.	(1849-1875)	83 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	116.2	104.0	117.6	116.1	108.1	110.3	103.3

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	99.9	117.7	107.8	81.9	122.1	105.3

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

D'OCTOBRE 1916

Les 1, 3, 5, 8, 17, 18, 19, 20, 21, 23, 26, 29 et 30, brouillard une partie de la journée.
16, 24 et 25, brouillard toute la journée.
le 7, orage.
les 7, 15, 16, 18, 19, 20, 21, 23, 26, 29 et 30, neige.
3, 8 et 16, forte bise.
19 et 20, très forte bise.
24, 25 et 27, vent très fort.
le 25, gel complet du lac.

GRAND SAINT-BERNARD — OCTOBRE 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	65.2	66.0	66.4	65.9	0.0	65.0	66.6	NE. 2	NE. 2	NE. 0	NE. 1	10	0	0	3	....	....
2	66.8	67.8	68.2	67.6	+ 1.8	66.6	68.3	NE. 0	NE. 0	NE. 2	calme	1	2	3	2	....	....
3	68.2	69.4	70.6	69.4	+ 3.7	68.1	70.6	NE. 3	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	10	1	7	....	....
4	70.8	71.2	71.8	71.3	+ 5.7	70.6	72.0	SW. 0	NE. 0	NE. 0	calme	4	10	3	6	....	....
5	70.9	70.1	70.6	70.5	+ 5.0	70.0	71.7	NE. 1	NE. 1	NE. 3	NE. 2	7	10	10	9	....	....
6	72.1	73.0	73.6	72.9	+ 7.5	71.0	73.8	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
7	72.3	70.9	69.8	71.0	+ 5.7	69.6	73.6	NE. 0	SW. 2	NE. 1	var.	0	0	10	3	11.0	2
8	69.2	70.6	71.9	70.6	+ 5.4	69.2	72.4	NE. 1	NE. 3	NE. 1	NE. 2	10	3	10	8	....	....
9	72.2	72.8	73.7	72.9	+ 7.8	72.0	73.8	NE. 0	SW. 1	SW. 0	calme	0	0	0	0	....	....
10	73.4	73.7	74.2	73.8	+ 8.7	73.2	74.4	SW. 1	SW. 1	NE. 1	SW. 1	5	2	1	3	....	....
11	73.7	74.3	75.2	74.4	+ 9.4	73.5	75.4	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
12	74.9	75.0	75.6	**75.2**	+ 10.3	74.8	**75.8**	NE. 0	NE. 1	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
13	75.2	75.1	75.2	**75.2**	+ **10.4**	75.0	75.6	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
14	74.4	73.7	72.7	73.6	+ 8.9	72.0	75.0	NE. 0	SW. 1	SW. 0	calme	0	0	0	0	....	....
15	68.3	66.5	64.5	66.4	+ 1.8	64.1	72.0	SW. 1	SW. 1	SW. 2	SW. 1	0	1	0	0	15.5	21
16	61.0	62.3	63.3	62.2	− 2.3	60.1	64.1	NE. 3	NE. 3	NE. 4	NE. 3	10	10	10	10	4.2	4
17	64.4	65.1	66.3	65.3	+ 0.9	63.3	66.3	NE. 2	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	1	0	4	....	....
18	65.9	65.7	65.6	65.7	+ 1.3	64.7	66.2	SW. 2	NE. 1	SW. 0	var.	7	10	10	9	14.9	12
19	63.9	63.0	59.1	62.0	− 2.3	58.4	65.2	NE. 4	NE. 1	NE. 4	NE. 3	10	10	10	10	10.4	14
20	57.6	56.8	54.8	56.4	− 7.8	54.2	58.4	NE. 1	NE. 1	NE. 5	NE. 2	5	10	10	8	17.0	16
21	54.1	55.7	58.5	**56.1**	− **8.0**	**54.0**	59.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	2	10	0	4	....	....
22	61.4	64.1	66.6	64.0	0.0	59.2	67.2	SW. 0	SW. 0	SW. 0	calme	0	0	0	0	10.0	10
23	66.9	66.3	65.1	66.1	+ 2.1	64.6	67.0	SW. 1	SW. 1	SW. 3	SW. 2	1	10	10	7	12.2	12
24	63.0	62.1	61.8	62.3	− 1.6	61.2	64.6	SW. 4	SW. 2	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	**28.6**	**25**
25	60.0	59.4	56.6	58.7	− 5.1	56.3	61.2	SW. 3	SW. 3	SW. 5	SW. 4	10	10	10	10	17.0	16
26	58.6	60.8	63.2	60.9	− 2.8	56.6	63.4	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	3	10	8	3.2	5
27	62.9	63.6	63.8	63.4	− 0.2	62.8	63.8	NE. 1	SW. 1	SW. 4	SW. 2	4	10	10	8	5.0	9
28	63.3	63.3	63.1	63.2	− 0.4	62.7	63.7	SW. 2	SW. 1	SW. 0	SW. 1	10	10	10	10	11.0	15
29	62.5	61.7	60.5	61.6	− 1.9	60.1	63.0	SW. 1	SW. 1	SW. 2	SW. 1	7	5	10	7	....	....
30	62.0	65.0	68.3	65.1	+ 1.7	60.5	68.6	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	10	5	9	8	....	....
31	69.4	70.4	70.9	70.2	+ 6.8	68.6	71.0	SW. 0	SW. 0	SW. 1	calme	1	0	0	0	.	....
Mois	66.60	66.95	67.15	66.90	+ 2.30							5.0	4.9	5.1	5.0	160.0	161

GRAND SAINT-BERNARD — OCTOBRE 1916

Jour du mois	Température: 7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	Fraction de saturation en %: 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 1.0	+ 1.0	− 1.0	− 0.3	− 1.8	− 1.2	+ 2.0	97	94	43	78	35	99
2	+ 0.3	4.3	+ 2.5	+ 2.4	+ 1.0	− 1.0	5.0	28	46	75	50	**26**	88
3	0.4	3.3	2.2	2.0	+ 0.8	+ 0.4	3.6	98	98	94	**97**	74	100
4	2.8	6.9	4.4	4.7	+ 3.6	2.4	7.2	73	64	75	71	60	84
5	2.8	5.4	2.2	3.5	+ 2.6	2.0	5.6	89	85	97	90	72	98
6	3.0	9.2	6.2	6.1	+ 5.3	1.8	10.2	76	65	75	72	57	98
7	+ 4.6	9.7	5.6	+ 6.6	+ 6.0	+ 3.2	10.0	55	49	80	61	43	87
8	− 1.5	0.7	0.2	− 0.2	− 0.7	− 1.6	3.2	95	87	95	92	81	98
9	+ 3.2	7.3	3.3	+ 4.6	+ 4.3	+ 2.2	8.0	52	33	55	**48**	33	91
10	2.9	7.0	4.2	4.7	+ 4.5	2.7	7.4	60	60	71	64	41	78
11	2.9	7.7	3.2	4.6	+ 4.6	2.7	7.8	72	56	71	66	50	80
12	4.7	9.9	6.2	6.9	+ 7.0	2.8	10.7	48	52	65	55	45	71
13	6.1	10.4	5.6	**7.4**	+ **7.7**	5.2	**11.0**	55	48	65	56	46	68
14	5.3	10.0	5.7	7.0	+ 7.4	4.3	10.8	66	54	63	60	50	67
15	+ 2.6	+ 5.6	+ 2.2	+ 3.5	+ 4.1	+ 1.7	7.3	65	70	68	68	60	92
16	− 4.6	− 5.6	− 6.2	− 5.5	− 4.8	− 8.8	+ 1.7	95	97	96	96	83	98
17	− 8.7	− 5.6	− 5.1	− 6.5	− **5.6**	− 9.3	− 3.2	97	66	64	76	42	100
18	− 4.8	− 1.5	− 1.4	− 2.6	− 1.5	− 5.2	+ 0.5	92	94	89	92	56	98
19	− 2.4	− 1.6	− 4.2	− 2.7	− 1.5	− 4.4	− 1.4	94	96	95	95	70	100
20	− 5.9	− 3.0	− 9.6	− 6.2	− 4.8	− 10.6	− 2.2	89	95	95	93	74	100
21	− 9.9	− 3.6	− 7.0	− 6.8	− 5.3	− 10.7	− 3.2	92	84	85	87	72	98
22	− 5.2	− 0.5	− 2.7	− 2.8	− 1.1	− 6.8	+ 0.5	52	78	62	64	36	82
23	− 3.1	− 3.7	− 5.1	− 4.0	− 2.2	− 5.2	− 1.5	54	94	96	81	40	100
24	− 3.8	− 3.0	− 3.9	− 3.6	− 1.6	− 5.0	− 2.3	97	96	94	96	93	100
25	− 4.0	− 2.8	− 3.8	− 3.5	− 1.4	− 4.4	− 2.5	96	95	96	96	94	100
26	− 5.0	− 0.4	− 6.2	− 3.9	− 1.6	− 7.2	0.0	96	97	93	95	90	100
27	− 9.6	− 5.7	− 7.2	− **7.5**	− 5.1	− **10.9**	− 5.2	70	75	92	79	47	98
28	− 7.1	− 4.6	− 5.9	− 5.8	− 3.2	− 7.4	− 3.4	96	92	84	91	78	98
29	− 4.3	− 2.8	− 4.8	− 4.0	− 1.3	− 6.4	− 2.6	83	81	97	87	67	100
30	− 5.3	− 2.7	− 0.4	− 2.8	+ 0.1	− 7.2	+ 0.8	96	55	70	74	35	100
31	+ 1.1	+ 2.2	+ 0.4	+ 1.2	+ 4.2	− 0.8	+ 2.9	83	79	78	80	62	88
Mois	− 1.40	+ 1.73	− 0.66	− 0.11	+ 0.37	− 2.62	+ 2.86	78	75	80	78		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — OCTOBRE 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

	Pression atmosphérique : 500mm +				**Fraction de saturation en %**			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	70.11	70.55	71.08	70.58	72	69	76	72
2e »	67.93	67.75	67.23	67.64	77	73	77	76
3e »	62.19	62.95	63.49	62.87	83	84	86	84
Mois	66.60	66.95	67.15	66.90	78	75	80	78

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	+ 1.75	+ 5.48	+ 2.98	+ 3.40	+ 3.30
2e »	— 0.48	+ 2.63	— 0.36	+ 0.60	+ 0.36
3e »	— 5.11	— 2.51	— 4.24	— 3.95	— 4.02
Mois	— 1 40	+ 1.73	— 0.66	— 0.11	— 0.25

Dans ce mois l'air a été calme 312 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{64}{51} = 1.25$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	44.9	52.2	69.3	160.0
Neige en centimètres ...	—	—	—	161

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

DE LA

FORMULE DE LORENTZ-EINSTEIN

par les Rayons cathodiques de grande vitesse

PAR

C.-E. GUYE et Ch. LAVANCHY

(Suite et fin[1])

V. — Résultats et Conclusions

Afin de mieux faire ressortir la façon dont nos résultats se rattachent aux données directes de l'expérience, nous pouvons, par une transformation très simple, mettre nos équations fondamentales sous la forme

$$\text{(XV)} \qquad \beta' = \left[\beta \frac{Ix}{Vy}\right] \frac{V'y'}{I'x'} ,$$

$$\text{(XVI)} \qquad \frac{\mu'}{\mu_0} = \left[\frac{\mu}{\mu_0} \frac{Vy^2}{I^2x}\right] \frac{I'^2x'}{V'y'^2} ,$$

Rappelons que dans ces expressions les lettres affectées de l'indice ′, désignent des grandeurs relatives aux rayons cathodiques étudiés, celles non affectées d'indice correspondent aux mêmes grandeurs pour les rayons cathodiques lents de comparaison; β' et β sont les vitesses des rayons cathodiques rapportées à celle de la lumière, prise comme unité; μ' et μ les masses transversales, correspondant à ces vitesses; μ_0 la masse transversale pour des rayons infiniment lents. Enfin I, I', V, V',

[1]) Voir *Archives,* t. XLII, p. 286 et 353.

sont les courants et les tensions qui produisent les déviations magnétiques et électriques du faisceau cathodique ; x, x', y, y', les déviations correspondantes enregistrées photographiquement.

Les quantités entre crochets ne concernent que les rayons de comparaison ; elles ont été déterminées une fois pour toutes pour chacune des deux séries d'expériences que comporte ce travail. Suivant que l'on adoptera l'hypothèse de Lorentz-Einstein ou celle d'Abraham, ces quantités entre crochets auront naturellement des valeurs un peu différentes, puisque les rayons de comparaison ne sont pas infiniment lents.

L'ensemble de nos résultats comprend en définitive deux séries de valeurs de β' et les valeurs correspondantes $\frac{\mu'}{\mu_0}$ obtenues ainsi que nous venons de l'indiquer par les formules XV et XVI. Dans chacune de ces séries les expériences sont ordonnées suivant les vitesses croissantes des rayons cathodiques étudiés.

Nous ne pouvons dans un périodique faire figurer le relevé complet des diverses données d'expériences qui ont servi à établir ces deux tableaux ; elles seront publiées d'ailleurs dans les *Mémoires de la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève* avec la discussion détaillée des résultats.

Nous nous bornerons à rappeler cependant que ces tableaux résultent des mesures effectuées sur près de 150 clichés, comprenant environ deux mille doubles déviations (électriques et magnétiques).

Quant aux valeurs des vitesses de comparaison qui figurent à la première ligne de chaque tableau, elles résultent également d'un très grand nombre de mesures faites dans des conditions expérimentales particulièrement faciles et favorables, puisqu'il s'agissait de rayons cathodiques lents, ainsi que nous l'avons exposé au cours de ce mémoire.

La comparaison de nos résultats avec la formule d'Abraham donnerait lieu également à deux tableaux analogues aux précédents. Nous ne les avons pas fait figurer ici ([1]), mais la compa-

[1]) Ils seront publiés dans les *Mémoires de la Société de Physique et d'Histoire naturelle* de Genève.

1re série

THÉORIE DE LORENTZ-EINSTEIN				THÉORIE DE LORENTZ-EINSTEIN			
β'	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ obs.	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ calc.	Δ	β'	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ obs.	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ calc.	Δ
(0.2277)	—	(1.027)	—	0.3309	1.049	1.060	− 0.011
0.2556	1.031	1.034	− 0.003	0.3324	1.051	1.060	− 0.009
0.2582	1.035	1.035	± 0.000	0.3328	1.067	1.061	+ 0.006
0.2584	1.045	1.035	+ 0.010	0.3332	1.062	1.061	+ 0.001
0.2584	1.049	1.035	+ 0.014	0.3333	1.049	1.061	− 0.012
0.2589	1.045	1.035	+ 0.010	0.3405	1.059	1.064	− 0.005
0.2591	1.039	1.035	+ 0.004	0.3411	1.070	1.064	+ 0.006
0.2593	1.043	1.035	+ 0.008	0.3419	1.067	1.064	+ 0.003
0.2634	1.043	1.037	+ 0.006	0.3433	1.071	1.064	+ 0.007
0.2839	1.031	1.043	− 0.012	0.3435	1.064	1.065	− 0.001
0.2919	1.038	1.045	− 0.007	0.3436	1.064	1.065	− 0.001
0.2930	1.043	1.046	− 0.003	0.3436	1.059	1.065	− 0.006
0.2935	1.043	1.046	− 0.003	0.3438	1.068	1.065	+ 0.003
0.2937	1.041	1.046	− 0.005	0.3440	1.055	1.065	− 0.010
0.2971	1.048	1.047	+ 0.001	0.3444	1.065	1.065	± 0.000
0.3018	1.039	1.049	− 0.010	0.3446	1.063	1.065	− 0.002
0.3077	1.050	1.051	− 0.001	0.3475	1.065	1.066	− 0.001
0.3084	1.046	1.051	− 0.005	0.3480	1.069	1.066	+ 0.003
0.3088	1.052	1.051	+ 0.001	0.3489	1.070	1.067	+ 0.003
0.3089	1.046	1.051	− 0.005	0.3503	1.067	1.067	± 0.000
0.3093	1.051	1.052	− 0.001	0.3545	1.073	1.069	+ 0.004
0.3093	1.050	1.052	− 0.002	0.3548	1.064	1.069	− 0.005
0.3094	1.037	1.052	− 0.015	0.3564	1.077	1.070	+ 0.007
0.3106	1.050	1.052	− 0.002	0.3571	1.070	1.070	± 0.000
0.3125	1.050	1.053	− 0.003	0.3576	1.069	1.071	− 0.002
0.3187	1.056	1.055	+ 0.001	0.3593	1.062	1.071	− 0.009
0.3190	1.056	1.055	+ 0.001	0.3618	1.074	1.072	+ 0.002
0.3191	1.052	1.055	− 0.003	0.3623	1.067	1.073	− 0.006
0.3192	1.057	1.055	+ 0.002	0.3646	1.067	1.074	− 0.007
0.3213	1.065	1.056	+ 0.009	0.3649	1.075	1.074	+ 0.001
0.3259	1.068	1.058	+ 0.010	0.3651	1.058	1.074	− 0.016
0.3287	1.055	1.059	− 0.004	0.3708	1.073	1.077	− 0.004
0.3291	1.064	1.059	+ 0.005	0.3788	1.077	1.080	− 0.003
0.3293	1.065	1.059	+ 0.006	0.3819	1.082	1.082	± 0.000
0.3293	1.070	1.059	+ 0.011	0.3838	1.083	1.083	± 0.000
0.3305	1.066	1.060	+ 0.006	0.3865	1.074	1.084	− 0.010
0.3306	1.062	1.060	+ 0.002	0.3865	1.084	1.084	± 0.000
0.3307	1.065	1.060	+ 0.005	0.3866	1.087	1.084	+ 0.003

THÉORIE DE LORENTZ-EINSTEIN				THÉORIE DE LORENTZ-EINSTEIN			
β'	$\frac{\mu'}{\mu^0}$ obs.	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ calc.	Δ	β'	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ obs.	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ calc.	Δ
0.3873	1.083	1.085	− 0.002	0.3914	1.100	1.087	+ 0.013
0.3903	1 071	1.086	− 0.015	0.3969	1.092	1.090	+ 0.002
0 3903	1.082	1.086	− 0.004	0.3993	1.095	1.091	+ 0.004
0.3904	1.087	1.086	+ 0.001	0.4228	1.112	1.103	+ 0.009
			2me série				
(0.2281)	—	(1.027)	—	0.4232	1.109	1.103	+ 0.006
0.3110	1.055	1.052	+ 0.003	0.4298	1.116	1.107	+ 0.009
0.3118	1.054	1.052	+ 0.002	0.4310	1.109	1.108	+ 0.001
0.3141	1.055	1.053	+ 0.002	0.4319	1.111	1.109	+ 0.002
0.3266	1.014	1.058	0.014	0.4334	1.105	1.109	− 0.004
0.3925	1.091	1.087	+ 0.004	0.4349	1.120	1.110	+ 0 010
0.3969	1.088	1.090	− 0.002	0.4384	1.118	1.113	+ 0 005
0.3979	1.090	1.090	± 0.000	0 4386	1.107	1.113	− 0 006
0.3999	1.087	1.091	− 0 004	0.4416	1.115	1.114	+ 0.001
0.4019	1.095	1.092	+ 0.003	0.4423	1.119	1.115	+ 0.004
0.4029	1.093	1.093	± 0 000	0 4424	1.128	1.115	+ 0.013
0.4029	1.098	1.093	+ 0.005	0.4438	1.107	1.116	− 0.009
0.4056	1.098	1.094	+ 0 004	0.4453	1.123	1.117	+ 0.006
0.4063	1.096	1.095	+ 0.001	0.4474	1.117	1.118	− 0.001
0.4066	1.098	1.095	+ 0 003	0.4487	1.117	1.119	− 0.002
0.4068	1.099	1.095	+ 0.004	0.4532	1.128	1.121	+ 0.007
0 4088	1.100	1.096	+ 0.004	0.4550	1.122	1.123	− 0.001
0.4097	1.105	1.096	+ 0.009	0.4553	1.127	1.123	+ 0.004
0.4106	1.100	1.096	+ 0.004	0.4577	1.120	1.125	− 0.005
0.4108	1.101	1.097	+ 0.004	0.4605	1.120	1.126	− 0.006
0.4113	1.101	1.097	+ 0.004	0.4622	1.118	1.127	− 0.009
0 4115	1.101	1.097	+ 0.004	0.4636	1.124	1.129	− 0.005
0.4134	1.100	1.098	+ 0.002	0.4677	1.129	1.131	− 0.002
0.4149	1.101	1.099	+ 0.002	0.4693	1.131	1.132	− 0.001
0.4155	1.106	1.099	+ 0.007	0.4702	1.124	1.133	− 0.009
0 4161	1.091	1.100	− 0.009	0.4719	1.152	1.134	+ 0 018
0.4166	1.101	1.100	+ 0.001	0.4723	1.149	1.134	+ 0.015
0.4166	1.005	1.100	+ 0.005	0.4769	1.139	1.138	+ 0.001
0 4171	1.096	1.100	− 0.004	0.4787	1.143	1.139	+ 0.004
0.4172	1.101	1.100	+ 0.001	0.4797	1.135	1.140	− 0.005
0.4178	1.100	1.101	− 0.001	0.4825	1.135	1.142	− 0.007
0.4199	1.096	1.102	− 0.006	0.4825	1.136	1.142	− 0.006
0.4228	1.100	1.103	− 0.003	0.4834	1.132	1.142	− 0.010
0.4230	1.102	1.103	− 0.001	0.4903	1.153	1.147	+ 0.006

raison avec la formule d'Abraham ressort de notre tableau final ainsi que de la courbe (fig. 5) qui résument en définitive l'ensemble de toutes nos expériences.

Pour obtenir ce dernier tableau, nous avons d'abord classé par ordre de vitesse croissante et *sans distinction de série*, tous les résultats précédents. En effectuant les moyennes des valeurs

Tableau final [1]

THÉORIE DE LORENTZ-EINSTEIN				THÉORIE D'ABRAHAM			
β'	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ obs.	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ calc.	Δ	β'	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ obs.	$\frac{\mu'}{\mu_0}$ calc.	Δ
(0.2279)	—	(1.027)	—	(0.2286)	—	(1.021)	—
0.2581	1.041	1.035	+ 0.006	0.2588	1.035	1.027	+ 0.008
0.2808	1.042	1.042	± 0.000	0.2816	1.036	1.033	+ 0.003
0.3029	1.046	1.049	− 0.003	0.3038	1.040	1.039	+ 0.001
0 3098	1.048	1.052	− 0.004	0.3107	1.042	1.040	+ 0.002
0 3159	1.054	1.054	± 0.000	0 3168	1.048	1.042	+ 0.006
0.3251	1.059	1.058	+ 0.001	0.3260	1.053	1.045	+ 0.008
0.3302	1.063	1.060	+ 0.003	0.3311	1.057	1.047	+ 0.010
0.3356	1.060	1.062	− 0.002	0.3365	1.054	1.049	+ 0.005
0.3433	1.066	1.065	+ 0 001	0 3443	1.060	1.051	+ 0.009
0.3462	1.065	1.066	− 0.001	0.3472	1.059	1.053	+ 0.006
0.3551	1.070	1.069	+ 0 001	0.3561	1.064	1.055	+ 0.009
0.3630	1.067	1.073	− 0.006	0.3640	1.061	1.058	+ 0.003
0.3813	1.079	1.082	− 0.003	0.3824	1.072	1.065	+ 0.007
0 3894	1.085	1.086	− 0.001	0.3905	1.078	1.069	+ 0.009
0.3972	1.091	1.090	+ 0.001	0.3985	1.084	1.072	+ 0.012
0.4044	1.096	1.094	+ 0.002	0.4055	1.089	1.074	+ 0.015
0.4097	1.101	1.096	+ 0.005	0.4108	1.094	1.077	+ 0.017
0.4147	1.100	1.099	+ 0 001	0.4159	1.093	1.079	+ 0.014
0.4186	1.100	1.101	− 0.001	0 4198	1.093	1.080	+ 0.013
0.4270	1.110	1.106	+ 0.004	0.4282	1.103	1.084	+ 0.019
0.4382	1.114	1.112	+ 0.002	0.4394	1.107	1.089	+ 0.018
0.4468	1.120	1.117	+ 0.003	0.4481	1.113	1.093	+ 0.020
0.4591	1.122	1.126	− 0.004	0.4604	1.115	1.099	+ 0.016
0.4714	1.137	1.134	+ 0.003	0.4727	1.130	1.105	+ 0.025
0.4829	1.139	1.142	− 0.003	0.4842	1.132	1.111	+ 0.021

[1]) Ce tableau a été communiqué à l'Académie des Sciences dans sa séance du 19 juillet 1915. *C. R.* 161, 1915, p. 52 ; les valeurs placées entre parenthèses sont relatives aux rayons de comparaison.

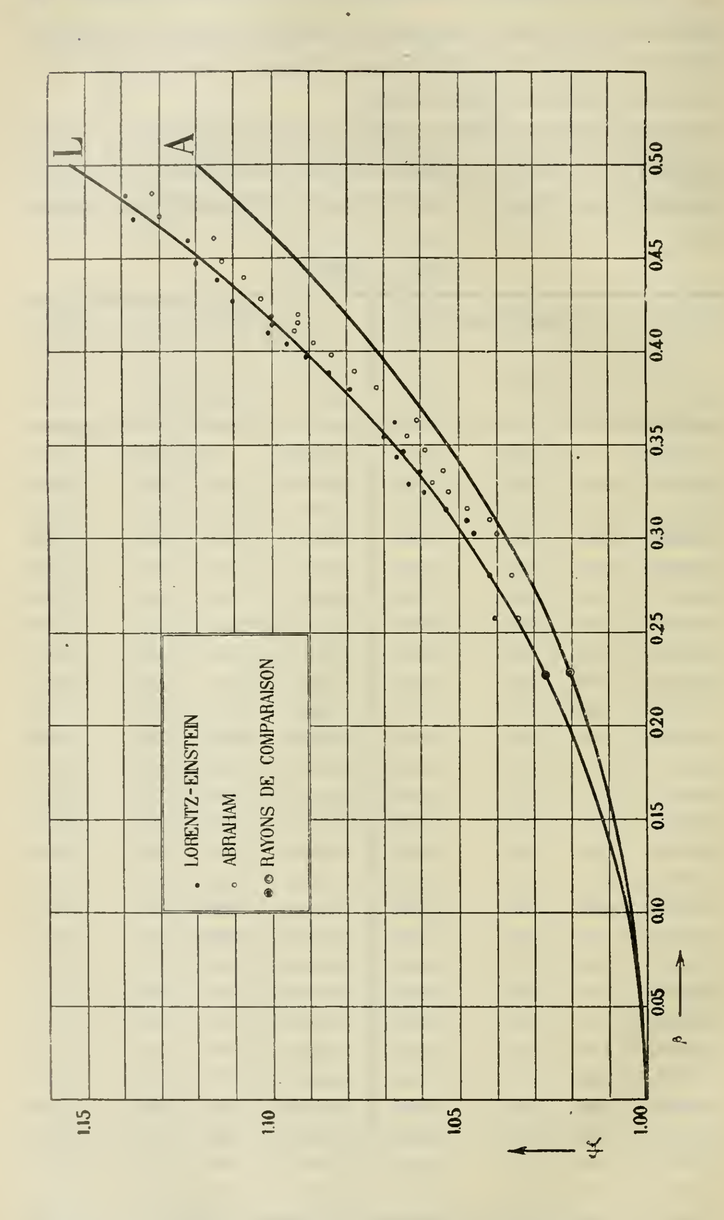


Fig. 5. — Résultats et courbes théoriques

de β' et de $\frac{\mu'}{\mu_0}$ groupées six par six, nous avons obtenu en définitive vingt-cinq valeurs de β' et les valeurs correspondantes de $\frac{\mu'}{\mu_0}$. Ce calcul a été effectué dans l'hypothèse de Lorentz-Einstein et dans celle d'Abraham ; le tableau final ci-contre en donne le résultat.

Ce tableau nous a permis d'établir le graphique de la fig. 5 où les valeurs de β' sont portées en abcisses et les valeurs de $\frac{\mu'}{\mu_0}$ en ordonnées. Les courbes L et A tracées sur la figure représentent d'autre part la variation théorique de $\frac{\mu'}{\mu_0}$ dans les deux hypothèses.

La discussion de ces résultats est grandement facilitée par l'ensemble des considérations développées soit dans ce mémoire, soit dans celui de M. C.-E. Guye et S. Ratnowsky où les avantages généraux de la méthode ont été exposés de façon détaillée et résumés en particulier dans les conclusions du travail.

Ces avantages ressortent d'ailleurs en grande partie de l'inspection même de nos formules fondamentales XV et XVI.

Nous reconnaissons, en effet, par ces formules que les valeurs absolues de β' et $\frac{\mu'}{\mu_0}$ ne dépendent en définitive que d'une seule valeur absolue ; celle de la vitesse β des rayons lents de comparaison.

Cette grandeur ne dépend elle-même en valeur absolue, que de la valeurs adoptée pour $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ et du potentiel de décharge U des rayons lents de comparaison. La première de ces grandeurs est actuellement bien connue, particulièrement par les recherches de Classen ; la seconde peut être déterminée avec une grande exactitude puisqu'il s'agit d'un potentiel de décharge relativement bas.

Il en résulte que l'incertitude qui peut entacher les valeurs entre crochets des formules XV et XVI doit être très faible. Indépendamment des conditions particulièrement favorables dans lesquelles ces déterminations sont effectuées, elles ont comporté un très grand nombre de mesures, de façon à éliminer

aussi complètement que possible les causes d'erreur qui peuvent provenir des variations de dureté du tube au cours d'une expérience, si rapide soit-elle.

D'autre part l'examen des formules XV et XVI nous montre que toutes les grandeurs expérimentales (soit I, I', V, V', x, x', y, y') qui figurent dans ces formules *sont disposées symétriquement au numérateur et au dénominateur de ces expressions*. Les valeurs de β' et de $\frac{\mu'}{\mu_0}$ ne dépendent donc pas des valeurs absolues de ces grandeurs, mais seulement de leurs valeurs relatives, quelle que soit l'échelle à l'aide de laquelle elles ont été mesurées. Si l'on ajoute que les grandeurs I, I', V, V' d'une part ont été mesurées sur le *même instrument*, dont la division avait été soigneusement vérifiée, que, d'autre part, les déviations x, x', y y' enregistrées sur les clichés ont été mesurées à l'aide de la *même règle divisée*, on se rendra compte que l'erreur systématique qui peut entacher les résultats doit être extrêmement petite; les erreurs accidentelles étant en partie éliminées par le grand nombre des mesures effectuées.

En résumé, il ressort des tableaux et du graphique qui précèdent, ainsi que des considérations que nous venons de développer, que *la formule de Lorentz-Einstein relative à la variation de l'inertie en fonction de la vitesse se trouve vérifiée avec une grande exactitude par l'ensemble de nos mesures.*

La répartition à peu près indifférente des écarts positifs et négatifs, jointe au grand nombre de mesures effectuées semble bien indiquer, en outre, que la formule de Lorentz-Einstein représente une loi très exacte que des déterminations individuellement plus précises ne parviendraient pas aisément à mettre en défaut[1].

[1]) En particulier si l'on fait la moyenne algébrique des écarts Δ pour chacune des deux théories on trouve

Lorentz-Einstein	$\Delta_{moy.} = + 0.0002$
Abraham	$\Delta_{moy.} = + 0.0112$

L'écart algébrique moyen avec la formule d'Abraham est incomparablement plus grand qu'avec celle de Lorentz-Einstein, pour laquelle cet écart est *insignifiant*.

ÉTUDE DE
L'AIMANTATION INITIALE
EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

PAR

P. WEISS et J. DE FREUDENREICH

(Suite et fin [1])

Le nickel

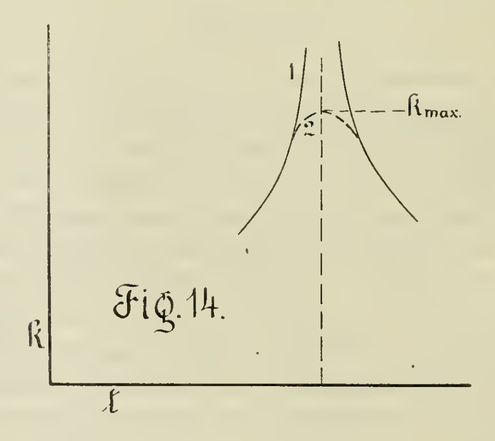
Les lois surprenantes que nous avons trouvées pour le ferronickel et le ferrocobalt sont si différentes de celles obtenues par Radovanovic et Renger pour le nickel, le fer et la magnétite qu'il nous a semblé nécessaire de reprendre les mesures sur le nickel. Nous avons employé le même anneau que Radovanovic dans le but d'éliminer les discordances pouvant résulter des différences de matière. Ce nickel contient, d'après Radovanovic, 0,9808 Ni ; 0,0131 Co ; 0,0068 Fe ; résidu insoluble, 0,0011.

Cet anneau avait servi entre temps à faire des mesures aux très basses températures ([2]). Dans l'hydrogène liquide, la susceptibilité du nickel avait pris une valeur très petite et elle avait gardé une valeur voisine après un séjour de plusieurs mois à la température ordinaire. A la fin du traitement thermique que nous lui avons fait subir avant les mesures définitives la susceptibilité avait atteint, à la température ordinaire, une valeur à peu près vingt fois plus grande qu'avant ce traitement. Depuis elle n'a plus changé, même après une interruption des mesures de plusieurs semaines.

[1]) *Archives*, 1915, t. XLII, p. 5.
[2]) A. Perrier et H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden, N° 126, 1912.

Mesure de la susceptibilité pour un champ constant en fonction de la température

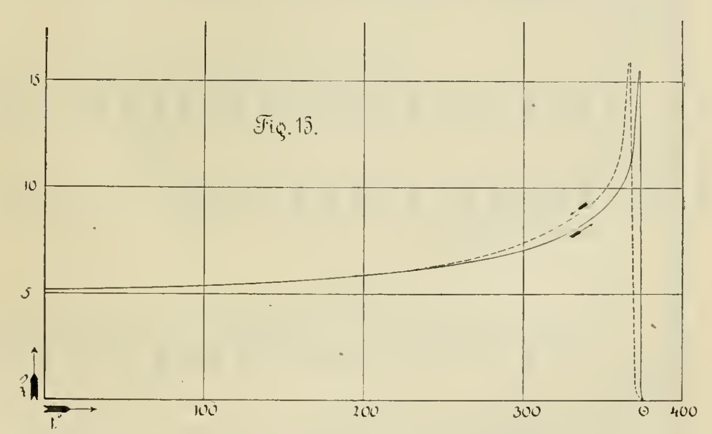
Ces mesures ont été faites dans le but de vérifier si la susceptibilité devenait infinie dans le voisinage immédiat du Point de Curie comme on pouvait le supposer d'après les mesures de Radovanovic. Il importait tout particulièrement que la température fût très uniforme dans toute l'étendue du corps. Il est impossible d'obtenir exactement ce résultat, car lorsque la température s'élève les couches extérieures de l'anneau sont toujours plus chaudes que les couches intérieures. Les points ayant la même température se trouvent sur une surface qui se déplace de l'extérieur à l'intérieur. Si la susceptibilité devient infinie pour une certaine température, les écarts du galvanomètre n'ex-



primeront pas nécessairement ce caractère du phénomène car il n'y aura jamais qu'une partie infiniment petite du corps à cette température. Si la susceptibilité devient infinie en suivant la courbe 1 (fig. 14) les mesures pourront donner une courbe semblable à 2 qui présente un maximum k_{max}. Mais en faisant varier la vitesse d'échauffement on obtiendra des valeurs différentes de k_{max}. Au contraire, si la susceptibilité ne devient pas infinie mais présente réellement un maximum, la valeur de k_{max} restera la même pour des vitesses différentes d'échauffement.

Les mesures ont été faites avec un champ constant de 0,2378 gauss, en parcourant l'intervalle de température dans les deux sens. Les valeurs numériques sont données dans le tableau VII. Comme les fig. 15 et 16 le montrent, on n'obtient pas les mêmes valeurs de la susceptibilité pour les températures croissantes ou décroissantes. Ce n'est qu'aux températures peu élevées que les courbes coïncident; entre 220° et le Point de Curie le phénomène est irréversible.

Nous avons répété ces mesures en parcourant plus ou moins lentement l'intervalle de température, notamment dans le voisinage du Point de Curie, et nous avons toujours obtenu les mêmes résultats. La susceptibilité présente donc *un maximum* au-dessous du Point de Curie et ne devient pas infinie comme les mesures de Radovanovic semblaient l'indiquer.

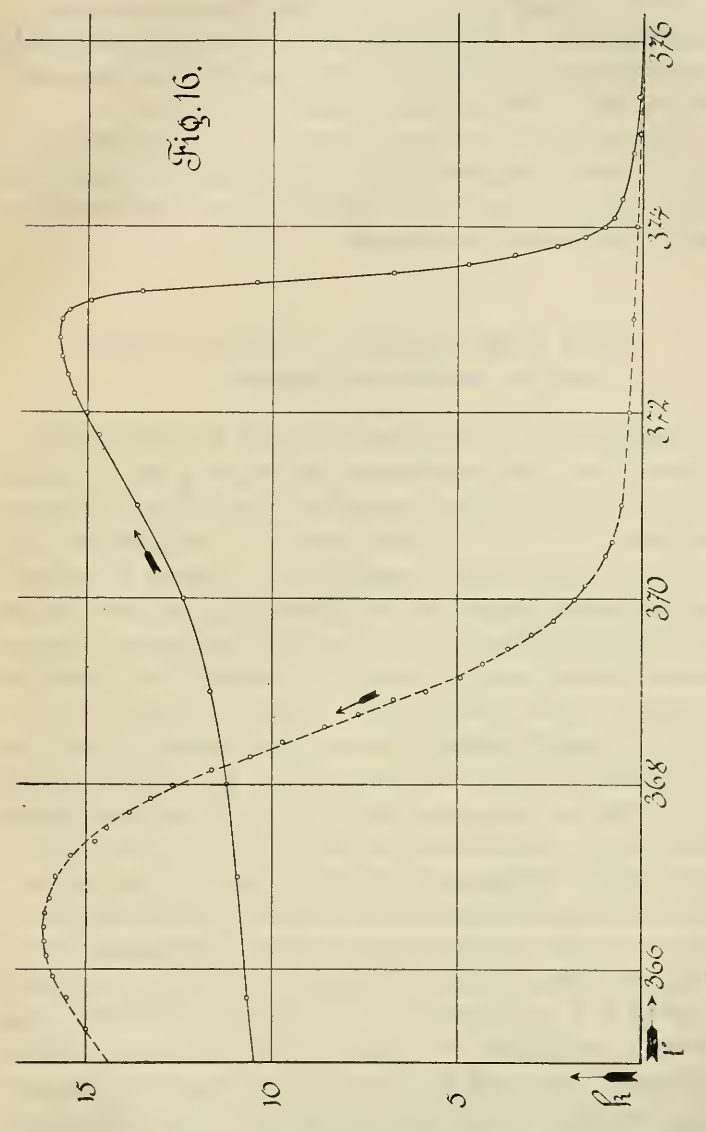


La validité de cette conclusion est soumise à une restriction. Puisque les aimantations restent nécessairement finies on ne saurait observer une susceptibilité infinie que pour un champ infiniment faible. On pourrait donc craindre que, dans la région des grandes susceptibilités, le champ de 0,2378 gauss ait été trop élevé pour donner exactement l'aimentation initiale. On verra au paragraphe suivant que jusqu'à 330° la loi linéaire de la susceptibilité est valable au delà de 0,7 gauss. Il aurait fallu, en toute rigueur, constater que, dans tout l'intervalle des observations, le champ constant de 0,2378 gauss est dans les limites de validité de la loi linéaire.

Tableau VII

t°	k	t°	k	t°	k	t°	k	t°	k	t°	k
14.3	5.19	254.0	6.36	371.75	14.70	376.0	0.00	368.00	12.64	320.0	8.10
22.2	5.20	268.0	6.53	372.0	15.00	375.0	0.08	367.85	13 25	309.0	7.67
29.5	5.21	275.0	6.62	372.2	15.35	374.0	0 16	367.70	13.79	301.0	7.44
47.0	5.26	283.0	6.75	372.4	15.52	373.0	0.23	367.52	14.43	288.0	7.07
57.5	5.27	298.0	7.02	372.6	15.68	372.0	0.35	367.38	14.75	273.0	6.75
71.5	5.29	307.0	7.21	372.8	15.75	371.0	0.55	367.22	15.41	260.0	6.52
83 0	5.31	313.5	7.39	373.0	15.68	370.6	0.81	367.00	15.82	245.0	6.30
90.0	5.35	323.0	7.68	373.1	15.50	370.45	1.00	366.75	15.98	232.0	6.15
101.5	5.37	330.0	7.95	373.2	14.92	370.15	1.56	366.60	16.10	221.0	6.02
109.5	5.40	338.0	8.31	373.3	13.53	370.00	1.84	366.45	16.13	206.0	6.90
122.0	5.46	345.0	8.68	373.4	10.44	369.75	2.41	366.30	16.11	187.0	5.73
136.5	5 52	350.0	9.00	373.5	6.73	369.60	3.00	366.15	16 04	169 0	5.67
146.5	5.55	354.0	9.31	373.6	4.70	369.45	3.52	365.92	15.88	152.0	5.58
153.0	5.58	358.0	9.66	373.7	3.45	369.30	4.31	365.70	15.50	135.0	5.50
165.0	5.65	360.0	9.88	373.8	2.33	369.15	4.90	365.35	15.00	123.5	5.46
170.0	5.67	362.0	10.15	373.9	1.57	369.00	5.85	360.0	11.65	108.0	5.40
183.5	5.75	365.7	10.65	374.0	1.03	368.92	6.72	350.5	10.40	93.5	5.35
194.5	5.85	367.0	10.91	374 1	0.77	368.75	7.66	352.0	10.00	77.5	5.30
206.0	5.91	368.0	11.20	374 3	0.55	368.62	8.55	347.0	9.61	60.0	5.27
215.0	6.00	369.0	11.65	374.8	0.25	368.25	9.70	342.0	9.20	41.3	5.22
231.5	6.12	370.0	12.38	375.4	0.10	368.20	10.56	333.0	8.69	28.0	5.21
246.5	6.24	371.0	13 64	376.0	0 00	368.15	11.61	325 0	8.30	15.6	5.19

La courbe des susceptibilités obtenue en chauffant diffère de celle que l'on trouve au refroidissement en plusieurs points :



1° La valeur de k_{max} est différente et ne se trouve pas à la même température. 2° L'inclinaison de la courbe au-dessus du

maximum est différente, le magnétisme disparaît plus rapidement qu'il ne réapparait. Il est à noter cependant que la température du Point de Curie est la même dans les deux cas.

Comme pour le ferro-nickel la courbe est tangente à l'axe des températures au Point de Curie, ce qui rend la détermination de celui-ci difficile. Nous avons trouvé $\Theta = 376°,0$.

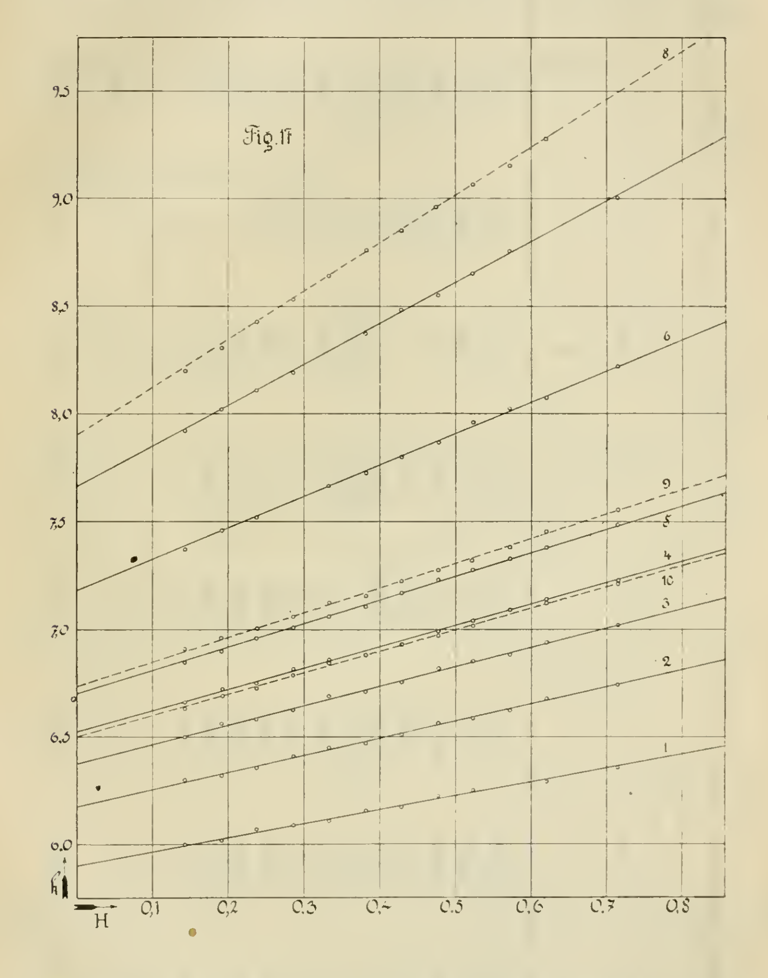
L'irréversibilité thermique n'avait pas été constatée par Radovanovic. L'explication de ce phénomène ne paraît pas facile ; la particularité la plus curieuse est sa disparition lente, du côté des basses températures.

Mesure de la susceptibilité en fonction du champ pour des températures déterminées

Ces mesures ont présenté pour le nickel une difficulté particulière. Pour des températures inférieures à 200° la valeur de b est si petite, qu'il est impossible de déterminer exactement la droite $k = a + b\mathrm{H}$. D'autre part, aux températures plus élevées, la variation de la susceptibilité en fonction de la température devient de plus en plus grande et il faut, pour obtenir des résultats exacts, éviter les plus petites variations de température pendant toute la durée de la mesure. On y arrive en attendant plusieurs heures que le régime stationnaire pour le four soit atteint. Malheureusement cette méthode ne peut pas être employée dans le voisinage du Point de Curie, car comme le phénomène magnétique est irréversible, nous ne pouvons faire varier la température que dans un sens et il est impossible de maintenir constantes les conditions extérieures du four pendant un temps suffisamment long. Nous n'avons pas pu prendre de droites dans la région comprise entre le maximum de k et le Point de Curie. Il aurait été intéressant de vérifier si la relation entre a et b est la même pour la branche ascendante et la branche descendante de la courbe. Pour le ferro-nickel elle est différente, mais pour cet alliage la courbe présente un point anguleux et non un maximum. En outre, le ferro-nickel se distingue du nickel par la présence de droites coudées. Pour la magnétite, qui comme le nickel présente un maximum, la

relation entre a et b semble rester la même, d'après une mesure unique de Renger.

Nous avons choisi pour nos mesures la région entre 200° et 335° dans laquelle sont relativement faibles les inexactitudes provenant de la petitesse de b et de la variation thermique de k.



Les valeurs numériques se trouvent dans le tableau VIII et les droites dans la fig. 17. Les droites 1 à 7 ont été prises en chauffant et 8 à 10 en refroidissant. Comme on le voit les points obtenus permettent de déterminer exactement les droites.

Tableau VIII

N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	$t = 217.7$	$t = 248.5$	$t = 270.8$	$t = 283.0$	$t = 298.7$	$t = 315.9$	$t = 332.0$	$t = 324.5$	$t = 284.1$	$t = 271.3$
H	k	k	k	k	k	k	k	k	k	k
0.1425	6.000	6.299	6.501	6.660	6.845	7.368	7.920	8.198	6.910	6.630
0.1913	6.018	6.320	6.560	6.723	6.898	7.461	8.020	8.305	6.965	6.688
0.2378	6.070	6.355	6.572	6.751	6.960	7.522	8.110	8.426	7.005	5.725
0.2855	6.087	6.411	6.625	6.815	7.010	—	8.189	8.530	7.060	6.787
0.3328	6.109	6.450	6.688	6.865	7.062	7.665	8.310	8.638	7.125	6.845
0.3813	6.155	6.472	6.710	—	7.105	7.725	8.371	8.759	7.155	6.882
0.4282	6.172	6.510	6.755	—	7.171	7.800	8.478	8.748	7.225	6.930
0.4765	6.225	6.563	6.820	6.990	7.228	7.867	8.550	8.960	7.275	6.972
0.5235	6.251	6.585	6.853	7.038	7.277	7.965	8.650	9.065	7.340	7.015
0.5710	—	6.618	6.881	7.089	7.332	8.025	8.755	9.150	7.382	—
0.6180	6.288	6.675	6.940	7.140	7.380	8.075	—	9.275	7.455	7.120
0.7145	6.355	6.743	7.038	7.225	7.485	8.221	9.006	—	7.555	7.028
a	5.900	6.175	6.375	6.540	6.701	7.182	7.665	7.805	6.735	6.500
b	0.6194	0.7569	0.8584	0.9429	1.0520	1.3871	1.8218	2.0745	1.0960	0.9495

Dans la fig. 18 nous avons porté les log b en fonction des log a pour trouver la relation potentielle entre a et b. Nous avons deux droites, la première correspondant aux points obtenus en chauffant, donne

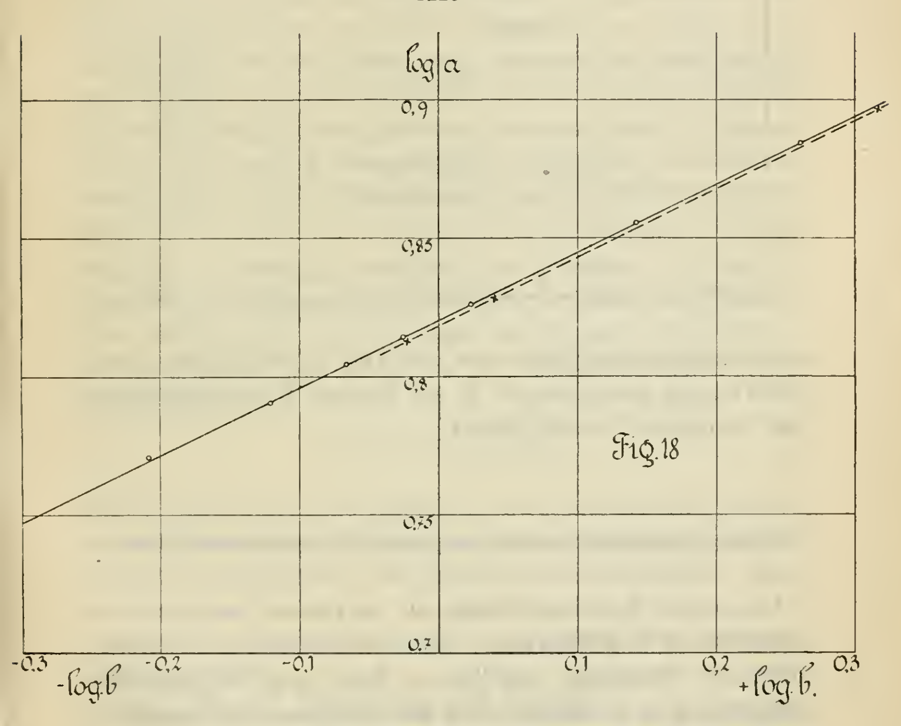
$$b = \frac{1}{2165} a^{4,09} , \tag{24}$$

la seconde pour les points obtenus en refroidissant :

$$b = \frac{1}{2145} a^{4,05} , \tag{25}$$

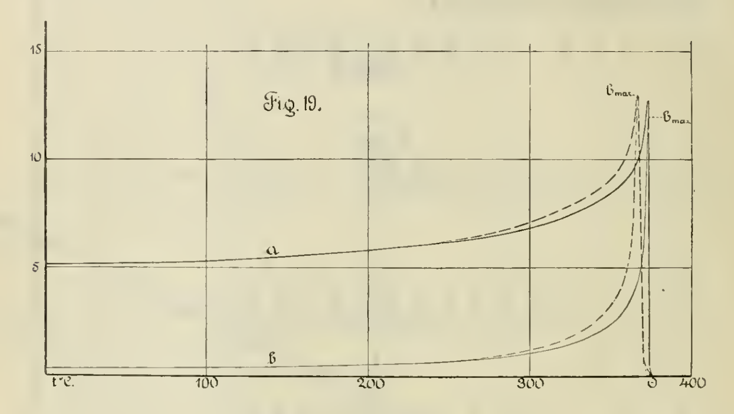
Radovanovic avait trouvé

$$b = \frac{1}{1225} a^{4,0} .$$



L'exposant est sensiblement le même, tandis que la constante a changé de près de 50 %. Comme nous l'avons déjà dit l'anneau de nickel a subi divers traitements thermiques entre les mesures de Radovanovic et les nôtres.

Nous pouvons maintenant, à l'aide de cette loi potentielle et de la courbe $k = f(t)$, déterminer a et b en fonction de la température comme nous l'avons fait pour le ferro-nickel. La variation thermique de ces quantités est représentée dans la fig. 19. Elle diffère trop profondément, non seulement dans le voisinage de Θ mais dans tout l'intervalle étudié, de celle qui a été trouvée par Radovanovic pour qu'il soit possible, semble-t-il, d'attribuer les écarts à des erreurs d'expériences. Il paraît plus probable qu'il s'agisse d'états différents liés à l'histoire antérieure. La valeur très différente du coefficient numérique



de la relation potentielle entre a et b est un autre indice favorable à cette interprétation. Il est d'autant plus remarquable que l'exposant 4 se soit conservé.

Essai de synthèse à partir des propriétés magnétocristallines

Les métaux ferromagnétiques ont en général une structure cristalline. Il en résulte que l'observation faite sur les échantillons de dimensions usuelles ne donne pas les propriétés intrinsèques de la matière mais des moyennes dans lesquelles se fondent les propriétés élémentaires des cristaux composants. Il paraît difficile de remonter des propriétés des matières à cristallisation confuse aux propriétés du cristal élémentaire. Mais le problème inverse est abordable. L'étude du cristal de

pyrrhotine [1] a pu se résumer dans une image géométrique qui est l'adaptation de la théorie du champ moléculaire aux cristaux [2]. Le cristal de symétrie orthorhombique a été décrit en admettant qu'il y a entre les composantes de l'intensité d'aimantation et celles du champ moléculaire dans les directions des axes principaux les relations :

$$H_{mx} = N_1 I_x$$
$$H_{my} = N_2 I_y$$
$$H_{mz} = N_3 I_z$$

où N_1, N_2, N_3 sont les trois coefficients du champ moléculaire, caractéristiques de la substance cristallisée. Ces coefficients permettent de calculer la partie réversible du phénomène. La partie irréversible se traduit par l'existence d'un champ coercitif H_c qu'il faut faire agir en sens contraire de l'aimantation pour la retourner bout pour bout. Dans cette représentation, l'aimantation garde une grandeur constante égale à l'aimantation à saturation à la température considérée. Les changements de grandeur de l'aimantation ne sont que des phénomènes apparents, résultants de changements d'orientation [3]. On peut attribuer aux cristaux composant une substance ferromagnétique des propriétés calquées sur celles du cristal de pyrrhotine et en déduire celles de la substance isotrope par compensation. On trouve ainsi sans peine que la susceptibilité initiale est donnée par [4]

$$a = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{N_1 - N_2} + \frac{1}{N_1 - N_3}\right)$$

Elle devrait donc être indépendante de la température puisque les coefficients N_1, N_2, N_3 sont constants. Au moment où cette théorie a été élaborée on ne disposait que d'expériences gros-

[1]) P. Weiss, *J. de Phys.*, 4 s., t. IV, p. 469, 1905. P. Weiss et J. Kunz, même vol., p. 829.

[2]) P. Weiss, *J. de Phys.*, 4 s., t. VI, p. 667. 1907.

[3]) La schématisation qui consiste à faire tenir toutes les propriétés du cristal à une température déterminée dans les cinq nombres I_{max}, H_c, N_1, N_2, N_3 est excessive. Voir à ce sujet le travail de révision des propriétés de la pyrrhotine fait par Ziegler à la demande de P. Weiss. Ziegler, Thèse Zurich 1915.

[4]) P. Weiss, *J. de Phys.*, 4 s., t. VI, p. 673, 1907.

sières sur l'aimantation dans les champs faibles à diverses températures et qui pouvaient paraître compatibles, dans les grandes lignes, avec la constance du coefficient a. C'est pour obtenir des vérifications plus complètes que les expériences de Radovanovic sur le nickel ont été entreprises. Elles ont apporté, on le sait, un démenti catégorique à la théorie et ont provoqué les recherches qui nous ont mis en possession de nombreuses données nouvelles sur l'aimantation initiale.

Jusqu'à présent il n'existe aucune théorie donnant la valeur du coefficient b du terme quadratique. Ce coefficient mesure aussi l'énergie E dissipée dans les petits cycles. On a en effet :

$$E = \frac{4}{3} b H^3$$

pour un cycle d'amplitude $-H$ à $+H$ [1].

Nous allons tenter une ébauche de théorie en cherchant cette énergie dissipée pour une matière cristalline.

Nous faisons les hypothèses suivantes :

Hypothèse I : Le cristal élémentaire est du type de la pyrrhotine, c'est-à-dire :

a) Si aucun champ extérieur n'agit, l'intensité d'aimantation du cristal est dirigée suivant une direction privilégiée. C'est celle qui a été appelée direction de facile aimantation.

b) Faisons agir un champ extérieur H dans la direction opposée à l'intensité d'aimantation I. Rien ne change tant que H n'atteint pas une valeur critique H_c qui est le champ coercitif. Pour cette valeur, I pivote brusquement de 180° et se place dans la direction de H. Le cycle d'aimantation pour un cristal est donc un rectangle et l'énergie dépensée dans un cycle est :

$$E_1 = 4IH_c .$$

Ce phénomène est irréversible.

c) Si le champ extérieur fait un angle α avec la direction initiale de I, cette dernière tournera d'une manière réversible d'un angle β qui sera plus petit que α mais deviendra égal à α pour une valeur infinie de H. Pour le calcul de b nous ne tien-

[1]) Voir *Recueil de Constantes* publié p. la Soc. franç. de Phys., p. 662.

drons pas compte de ces rotations. Cela est légitime car dans la pyrrhotine elle ne prennent une certaine importance que dans les champs élevés. Dans les champs faibles l'aimantation est toujours dirigée avec une grande approximation suivant la direction de facile aimantation positive ou négative. En d'autres termes, dans les champs faibles on peut calculer indépendamment l'une de l'autre les parties réversible et irréversible du phénomène.

En outre, tant que les champs sont faibles ils n'interviennent, pour le calcul de la partie irréversible, que par leur projection dans la direction de facile aimantation.

d) Si la température s'élève, l'intensité d'aimantation ainsi que le champ coercitif diminuent et finissent par disparaître à la température Θ.

Hypothèse II: Le champ coercitif n'est pas le même pour chaque cristal. Parmi les éléments qui constituent la substance il y en a qui possèdent tous les champs coercitifs compris entre 0 et une valeur maxima caractéristique de la substance.

Hypothèse III: L'action des cristaux environnants sur un cristal est équivalente à celle d'un champ magnétique. Chaque cristal est un aimant et produit un champ dans le voisinage.

La grandeur et la direction du champ résultant d'un grand nombre de cristaux pourront être très différentes suivant le hasard de la structure cristalline. Si nous faisons agir sur le corps un champ extérieur H chaque cristal sera soumis à ce champ extérieur et à un champ intérieur provenant des cristaux environnants. On peut concevoir que le champ intérieur a pour effet de déplacer le zéro du champ extérieur.

Ces trois hypothèses nous permettent de calculer l'énergie dépensée dans un cycle d'aimantation. Considérons, en effet, une certaine quantité de la substance contenant des cristaux de toute orientation et de tout champ coercitif. La fraction dn de cette substance dont le champ coercitif est compris entre H_c et $H_c + dH_c$ est

$$dn = \Phi \, dH_c$$

où Φ est une fonction de H_c. dn est la probabilité pour qu'un cristal élémentaire ait un champ coercitif compris entre H_c

et $H_c + dH_c$. La fonction Φ doit satisfaire à la condition :

$$1 = \int_0^{H_{c\,max}} \Phi \, dH_c$$

L'aire de la courbe représentant Φ en fonction de H_c est constante.

Le champ intérieur H qui déplace le zéro du cycle d'aimantation d'un cristal dépend du hasard de la répartition des cristaux. La probabilité pour que ce champ soit, pour un cristal élémentaire déterminé, compris entre H et $H + dH$ est :

$$dn = \Psi dH .$$

La fonction Ψ de déplacement H remplira la condition :

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi dH .$$

Admettons que le champ coercitif est une propriété caractéristique de chaque cristal qui ne dépend pas du champ extérieur. Les probabilités Φ et Ψ sont alors indépendantes. La fraction de la substance qui aura un champ coercitif H_c et un déplacement H sera :

$$d^2n = \Phi \, dH_c \, \Psi \, dH .$$

Faisons maintenant agir un champ extérieur qui variera cycliquement de — H à + H et considérons la matière dont le champ coercitif est H_c et dont la direction d'aimantation fait un angle φ avec H. La fraction de cette matière dont l'intensité d'aimantation pivotera de 180° à chaque demi-cycle sera :

$$d\nu = \Phi \, dH_c \int_{-(H\cos\varphi - H_c)}^{+(H\cos\varphi - H_c)} \Psi \, dH .$$

Or dans le cristal construit sur le modèle de la pyrrhotine l'énergie dépensée par cycle et par unité de volume a une valeur bien définie :

$$E = 4IH_c .$$

L'intensité d'aimantation n'est pas nécessairement la même pour toutes les parties de la substance. Les éléments possédant des H_c différents pourraient aussi différer quant à I. Mais en introduisant cette variabilité on compliquerait les choses sans profit : en effet, une certaine quantité de matière, caractérisée par I et H_c jouera exactement le même rôle que la quantité double caractérisée par $\frac{I}{2}$ et H_c. En admettant que I est le même pour tous les éléments constitutifs, la variabilité de I, si elle existe, est rejetée dans la fonction Φ.

L'énergie dépensée par cycle dans la fraction $d\nu$ de la matière contenue dans l'unité de volume sera :

$$4IH_c\Phi\, dH_c \int_{-(H\cos\varphi - H_c)}^{+(H\cos\varphi - H_c)} \Psi\, dH \,.$$

et, en considérant tous les champs coercitifs :

$$4I \int_0^{H\cos\varphi} H_c \,.\, \Phi \left[\int_{-(H\cos\varphi - H_c)}^{+(H\cos\varphi - H_c)} \Psi\, dH \right] dH_c.$$

Mais la fraction de la matière dont l'aimantation fait un angle compris entre φ et $\varphi + d\varphi$ avec le champ est :

$$\frac{2\pi \sin\varphi\, d\varphi}{2\pi}$$

On a donc finalement, pour l'énergie dépensée dans l'unité de volume par cycle d'amplitude $\pm$ H :

$$E = 4I \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi\, d\varphi \int_0^{H\cos\varphi} H_c\, \Phi \left[\int_{-(H\cos\varphi - H_c)}^{+(H\cos\varphi - H_c)} \Psi\, dH \right] dH_c \,.$$

En nous limitant aux champs faibles nous pouvons simplifier cette formule en tenant compte du fait que les petits cycles de même amplitude, décrits autour de l'origine et autour d'un

point voisin de l'origine sont identiques, fig. 20. Les phénomènes

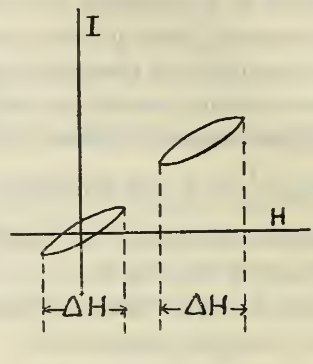


Fig. 20

élémentaires qui donnent lieu à ces cycles se présentent donc avec la même densité dans le voisinage immédiat de l'origine ou à une petite distance. Nous posons donc :

$$\Psi = \text{const} \ ,$$

d'où

$$E = 8I\Psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \, d\varphi \int_0^{H\cos\varphi} H_c \Phi(H\cos\varphi - H_c) \, dH_c$$

$$= 8I\Psi H \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi\cos\varphi \, d\varphi \int_0^{H\cos\varphi} H_c \Phi \, dH_c - 8I\Psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \, d\varphi \int_0^{H\cos\varphi} \Phi H_c^2 \, dH_c \ .$$

Φ est une fonction inconnue du H_c , posons :

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 \ ,$$

ou Φ_0 est une constante et Φ_1 la série :

$$\Phi_1 = AH_c + BH_c^2 + CH_c^3 + \ldots \ .$$

L'intégration donne

$$E = \frac{1}{3} I\Psi\Phi_0 H^3 + E_1$$

ou E_1 représente l'intégrale donnée par Φ_1 . Dans la région des

champs faibles dont il s'agit de faire la théorie l'énergie dépensée est proportionnelle à la troisième puissance du champ. Pour E_1 l'intégration donne :

$$E_1 = B_1H^4 + B_2H^5 + B_3H^6 + \dots .$$

Il faut donc que dans cette région E_1 soit négligeable et que par conséquent Φ se réduise à Φ_0.

Les hypothèses que nous avons faites permettent donc de rendre compte d'un des aspects importants de l'aimantation dans les champs faibles : *la proportionalité au cube du champ de l'énergie dépensée dans les petits cycles.* On peut résumer par la proposition : Lorsque, dans un intervalle des champs autour de l'origine la probabilité des champs coercitifs de toute grandeur est la même et que la probabilité du déplacement de l'origine des champs que subissent les cristaux élémentaires de la part des éléments voisins est indépendante de la grandeur de ce déplacement, l'énergie depensée dans les petits cycles est proportionnelle au cube du champ.

La valeur expérimentale de l'énergie dépensée est :

$$E = \frac{4}{3} bH^3$$

il en résulte

$$b = \frac{1}{4} I\Phi_0\Psi$$

On peut se rendre compte facilement que les hypothèses faites donnent, non seulement l'énergie dépensée, mais encore exactement le tracé parabolique des petits cycles, tel qu'il a été indiqué d'abord par lord Rayleigh ([1]). La valeur calculée de b est donc bien le coefficient du terme quadratique de l'aimantation initiale.

Il est aisé de reconnaître comment b peut varier avec la température. Considérons la fonction Φ. L'aire de la surface comprise entre la courbe et l'axe des H donne le nombre des cristaux dont le champ coercitif est compris entre 0 et H. Quand la température varie la courbe se déforme. Si l'on admet, ce

[1]) Recueil de Constantes, *loc. cit.*

qui paraît nécessaire, que les cristaux élémentaires qui ont le même champ coercitif à la température ordinaire ont aussi la même variation thermique du champ coercitif, non seulement l'aire totale mais encore les aires élémentaires, correspondant à ceux des cristaux dont le champ coercitif à la température ordinaire est compris entre H_c et $H_c + dH_c$, restent invariables. Les valeurs de Φ varieront donc en raison inverse des intervalles de champ coercitif des aires élémentaires.

Si l'on fait l'hypothèse, arbitraire assurément mais assez plausible, que tous les champs coercitifs ont la même variation thermique on peut dire plus simplement : Les valeurs de Φ, des différents groupes de cristaux de même champ coercitif, et en particulier Φ_0, varient en raison inverse du champ coercitif.

Pour ce qui concerne le facteur Ψ, on trouverait de même, en raisonnant sur la courbe représentant Ψ en fonction de H, que Ψ est en raison inverse de l'intensité d'aimantation I. En effet, les déplacements de l'origine du champ qui sont produits par des aimants d'intensité d'aimantation égale à I sont évidemment proportionnels à I.

Le produit Ψ I est donc indépendant de la température et, en définitive, le terme b est inversement proportionnel au champ coercitif. Il faudrait donc, pour vérifier cette théorie, connaître la variation thermique du champ coercitif du nickel. Malheureusement cette étude n'a été faite ni pour le nickel ni pour aucun autre métal. Force est donc de recourir encore à la pyrrhotine. Pour cette substance ([1]) les expériences faites entre la température ordinaire et le Point de Curie indiquent une décroissance du champ coercitif proportionnelle à celle de l'aimantation à saturation. Les mesures sont assez grossières, surtout dans le voisinage du Point de Curie, mais la loi trouvée est *à priori* vraisemblable puisque le champ coercitif résulte probablement de l'action des aimants élémentaires voisins sur celui qui est considéré. Si nous admettons cette loi pour le nickel et si, ce qui est sans doute plus arbitraire, nous étendons sa portée non seulement au champ coercitif normal mais à tous les champs

([1]) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 842, 1905.

coercitifs anormalement faibles qui interviennent dans l'aimantation initiale, nous trouvons :

$$b = \frac{A}{I}$$

loi qui n'est pas très différente, pour les petites valeurs de I, de

$$b = B \frac{I_0 - I}{I}$$

trouvé expérimentalement par Radovanovic. L'une et l'autre donnent une asymptote verticale au Point de Curie et d'une manière plus générale l'accroissement rapide de b dans le voisinage du Point de Curie observé pour la plupart des substances. Mais d'une part nos expériences sur le nickel, comme d'ailleurs celles de Renger sur le fer et la magnétite, ont donné un maximum à la place de l'asymptote verticale et de l'autre les alliages Fe_2Ni et Fe_2Co ont révélé des lois de variation thermique de b encore plus différentes. Nous aurions donc expliqué tout au plus un des nombreux cas de la variation thermique de b. La proportionnalité de cette quantité à l'inverse du champ coercitif reste donc une question ouverte.

Conclusions

Pour le nickel, le fer et la magnétite, les expériences de Radovanovic et de Renger avaient montré que les coefficients a et b de la formule de susceptibilité initiale

$$k = a + bH$$

sont fonctions de la température et qu'il existe entre ces deux coefficients une relation potentielle de la forme :

$$b = Aa^x$$

Radovanovic a trouvé pour le nickel $x = 4$. Renger a trouvé pour le fer $x = 5/3$ et pour la magnétite $x = 12/5$.

Nous nous sommes proposé, comme programme de ce travail, d'augmenter les matériaux sur la susceptibilité initiale et sa

variation thermique et en particulier de nous procurer des données nouvelles sur ces exposants en étudiant deux nouvelles substances ferromagnétiques : le ferronickel Fe_2Ni et le ferrocobalt Fe_2Co.

Pour le *ferronickel* Fe_2Ni la loi de variation thermique de a et b s'est présentée sous un aspect imprévu. L'intervalle exploré, de la température ordinaire au Point de Curie, se décompose en deux parties séparées par un point anguleux de la courbe des susceptibilités. En deça, la substance est, dans certain état, caractérisé par la valeur

$$x = 7$$

de l'exposant. Au delà les droites représentant la susceptibilité en fonction du champ sont coudées. On a, à chaque température, deux systèmes de valeurs a_1 et b_1, a_2 et b_2 qui donnent lieu à deux relations potentielles avec les exposants :

$$x = 2 \qquad x = {}^3/_2$$

De plus, on a trouvé une nouvelle relation potentielle :

$$a_2 = \mathrm{B}b_1^{\frac{5}{8}}$$

Bien que ces nombres ne puissent prétendre à une grande précision, il se confirme donc que non seulement chaque substance mais encore, dans certains cas, les états d'une même substance sont caractérisés par des exposants rationnels simples.

Nous avons signalé dans le corps du mémoire d'autres particularités de cette substance : l'influence de la rapidité plus ou moins grande des variations de température sur la loi de variation thermique de la susceptibilité et l'altération progressive de la substance par les traitements thermiques répétés. Les propriétés relativement simples et nettes des premières séries d'expériences faites après la fusion du lingot et sa mise sous forme d'anneau ont fait place progressivement à des propriétés de plus en plus confuses.

Le ferrocobalt Fe_2Co a révélé des propriétés totalement différentes de celles des autres substances. L'intervalle assez étendu, de 15° à 1025° qui a été étudié se décompose, comme nous

l'avons dit en détail, en plusieurs parties limitées par des points anguleux ou par l'apparition ou la disparition des phénomènes de viscosité magnétique, très marqués pour cette substance comme pour le fer. Pour des raisons qui ont été données, une partie relativement restreinte, de 15° à 453°, de l'intervalle se prête seule à une étude précise. Dans cette région apparaissent de nouveau des droites coudées représentant la susceptibilité en fonction de la température. Mais, tandis que pour le ferronickel ces lignes brisées étaient concaves vers l'axe des champs, pour le ferrocobalt elles tournent leur convexité vers cet axe. Une particularité plus curieuse consiste en ce que, pour cette substance, *il n'y a pas de relation définie entre les coefficients a et b*. Des séries entières de droites, correspondant à diverses températures sont parallèles entre elles : à une même valeur de *b* correspondent de nombreuses valeurs différentes de *a*.

Il a été determiné un assez grand nombre de valeurs de *b*. Elles sont obtenues non seulement par le jeu de l'élévation de température dans une même série, par l'apparition des droites coudées dont chacune donne deux valeurs de *b*, mais encore par le fait qu'après traitement thermique et retour à la température de départ on ne retrouve pas en général la droite observée d'abord mais une droite plus inclinée. C'est une altération progressive des propriétés par les traitements thermiques successifs comme celle qui a été signalée pour le ferronickel. Elle en diffère cependant sous un rapport important : tandis que les propriétés du ferronickel deviennent de plus en plus confuses, pour le ferrocobalt la substance modifiée ne cesse d'obéir à la loi suivante : *Toutes les valeurs de b sont, avec une assez grande approximation, des multiples entiers d'une même quantité.* Cette propriété est entièrement inexpliquée.

Dans une troisième partie, nous avons procédé à la révision des mesures de Radovanovic sur le nickel. L'exposant 4 de la relation potentielle a été retrouvé. Mais au lieu des valeurs infinies de *a* et *b* au Point de Curie nous avons trouvé un maximum très accentué après lequel *a* et *b* tombent rapidement à zéro. Les courbes de variation de *a* et de *b* en fonction de la température sont différentes pour les températures croissantes et décroissantes. Il y a irréversibilité thermique.

Dans un dernier paragraphe intitulé « Essai de théorie » nous avons cherché à rendre compte de la partie irréversible de l'aimantation initiale en admettant que dans un corps de structure cristalline confuse les cristaux élémentaires ont des propriétés calquées sur celles du cristal de pyrrhotine. En ajoutant deux hypothèses complémentaires sur la probabilité des champs coercitifs de différentes grandeurs et sur celle des déplacements de l'origine des champs imposés à chaque cristal par les cristaux environnants on rend compte des faits à une température déterminée. Nous avons trouvé aussi une loi de variation thermique du coefficient b qui, faute de données suffisantes, a été soumise très incomplètement au contrôle de l'expérience.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT L'ANNÉE 1915

RÉSUMÉ ANNUEL

PAR

Raoul GAUTIER
Directeur de l'Observatoire de Genève

ET

Ernest ROD

I. *Introduction*

Les caractères de l'année 1915, aux fortifications de Saint-Maurice, sont analogues à ce qu'ils ont été à Genève et au Grand-Saint-Bernard. L'année est meilleure que 1914 au point de vue de la *température*, parce que, si l'hiver a été chaud, surtout à cause du mois de décembre, les mois de mai et de juin ont été vraiment chauds. Il en résulte que, malgré les déficits de température des mois de juillet et d'août, l'été a été moins froid que l'année précédente. Pour la *pluie*, 1915 est moins humide que 1914, comme au Grand-Saint-Bernard, mais en opposition à Genève, pour lequel nous avons fait la constatation inverse. C'est cependant une année plutôt pluvieuse.

Il n'y a d'ailleurs rien eu de changé, en 1915, aux stations des fortifications de Saint-Maurice. Elles sont toujours au nombre de quatre : *Lavey-village, Savatan, Dailly* et *l'Aiguille*, les deux du milieu étant seules des stations complètes. Nous

renvoyons donc à ce que nous en disions dans les résumés antérieurs et, en ce qui concerne les corrections des instruments, à celui de l'année 1912.

Nous rappelons seulement que, cette année, comme depuis 1903, nous corrigeons toutes les pressions de Dailly de $+1^{mm},2$ afin de les ramener à ce qu'elles auraient été si le baromètre de la station était resté au bureau de tir, là où il se trouvait depuis l'origine des observations, en décembre 1897, jusqu'en mai 1903.

Le service des observations continue à être confié aux sous-officiers des forts. Nous leur adressons ici nos remerciements pour la manière dont ils s'acquittent de leur tâche. Nous sommes heureux aussi de profiter de cette occasion pour exprimer notre reconnaissance à M. le colonel Grosselin, chef du bureau des fortifications, ainsi qu'à Messieurs les officiers placés sous ses ordres, pour la manière dont le service météorologique a marché en 1915.

La forme de la publication des *observations mensuelles* est restée la même que de 1903 à 1914. Elles sont groupées par saisons. La forme du *résumé annuel* a aussi été maintenue, et nous avons partout calculé les résultats et les moyennes pour l'*année civile*, comme pour l'*année météorologique*, quoique le détail des observations de décembre 1915 ne soit pas donné ici.

Les tableaux de ce résumé annuel sont les mêmes que ceux du précédent. Ils portent sur les cinq éléments météorologiques observés aux forts de Saint-Maurice : la *température*, la *pression atmosphérique*, l'*humidité de l'air*, la *nébulosité*, puis la *pluie* et la *neige*. Il s'y ajoute, comme pour les treize dernières années, quelques petits tableaux supplémentaires relatifs au *brouillard*, à la *persistance de la neige sur le sol*, aux *jours d'orage* et aux cas de *fœhn*.

Enfin, nous y avons joint, depuis 1908, un dernier tableau (XX) comprenant les *écarts* des principaux éléments météorologiques par rapport aux moyennes de dix ans (1898-1907), que nous avons publiées précédemment [1].

[1]) *Archives*, t. XXVIII, p. 274, septembre 1909.

Les documents sur lesquels sont basés ces vingt tableaux se trouvent, pour la plupart, dans les tableaux mensuels publiés en premier lieu, et il suffira de les accompagner de quelques brèves explications.

II. *Température*

Les *tableaux I* et *II* fournissent, pour les deux stations de Savatan et de Dailly : 1° les valeurs moyennes des températures des différentes périodes (mois, saisons, année) pour les trois époques diurnes d'observation ; 2° les températures moyennes des mêmes périodes, calculées, comme dans les publications du Bureau central météorologique suisse([1]), sur deux formules différentes : *a)* en prenant la moyenne arithmétique des trois températures moyennes diurnes ; *b)* en attribuant un poids double à l'observation de 9 heures du soir ; ce sont ces dernières moyennes que nous avons employées plus loin ; 3° les valeurs moyennes, pour les mêmes périodes, des températures minima et maxima.

1915 se distingue de 1914 en ce que l'hiver est plus chaud que la moyenne à Savatan et un peu plus froid à Dailly. On peut donc dire que cette saison a été en somme assez normale ces deux dernières années. Ce qui les caractérise toutes deux c'est la température élevée du mois de décembre.

Le mois le plus chaud a été juin. Au point de vue relatif il est dépassé par les deux mois de décembre à Savatan et de décembre 1915 à Dailly. Le mois le plus froid a été janvier au point de vue absolu. Au point de vue relatif ce sont les trois mois d'automne à Savatan, octobre et novembre à Dailly.

L'amplitude annuelle est moins forte qu'en 1914 dont le mois de janvier avait été vraiment froid. Elle se calcule naturellement cette année sur les mois de juin et de janvier et elle est de 17°,55 à Savatan et de 16°,33 à Dailly. Moins forte qu'en 1914, elle est cependant sensiblement plus élevée qu'en 1913.

En comparant les températures des deux stations dans le courant de l'année, on trouve, comme toujours, une *décrois-*

[1]) *Annalen der schweiz. meteorologischen Zentralanstalt.*

I. TEMPÉRATURE. SAVATAN (679m), 1915.

Période	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Températ. moyenne $\frac{7+1+9}{3}$	$\frac{7+1+2x9}{4}$	Minimum moyen	Maximum moyen
	o	o	o	o	o	o	o
Déc. 1914	+ 2.70	+ 5.43	+ 4.08	+ 4.07	+ 4.07	+ 0.8	+ 6.2
Janv. 1915	- 1.82	0.17	- 0.69	- 0.78	- 0.76	- 3.5	1.1
Février	- 0.73	1.83	+ 0.53	+ 0.54	+ 0.54	- 2.6	2.7
Mars	+ 1.96	5.86	3.28	3.70	3.60	- 0.1	6.4
Avril	3.72	8.86	6.32	6.30	6.30	+ 2.2	10.7
Mai	11.88	17.14	14.43	14.48	14.47	10.3	18.8
Juin	14.55	19.52	16.55	16.87	16.79	12.9	21.7
Juillet	14.01	17.97	15.96	15.98	15.97	12.3	20.4
Août	13.30	18.02	15.78	15.70	15.72	11.7	19.9
Septembre	10.21	13.96	11.97	12.05	12.03	8.5	15.6
Octobre	5.64	8.71	7.05	7.13	7.11	+ 4.1	9.7
Novembre	1.00	3.35	1.84	2.06	2.01	- 1.3	4.2
Décembre	4.05	6.12	4.83	5.00	4.96	+ 1.6	6.8
Hiver	0.08	2.50	1.33	1.30	1.31	- 1.7	3.4
Printemps	5.87	10.61	8.03	8.18	8.14	+ 4.1	12.0
Eté	13.95	18.49	16.09	16.18	16.16	12.3	20.7
Automne	5.62	8.67	6.95	7.08	7.05	3.8	9.9
Année météorol.	6.42	10.12	8.14	8.23	8.21	4.7	11.5
Année civile	6.53	10.18	8.21	8.30	8.28	4.7	11.6

II. TEMPÉRATURE. DAILLY (1253m), 1915.

Période	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Températ. moyenne $\frac{7+1+9}{3}$	$\frac{7+1+2x9}{4}$	Minimum moyen	Maximum moyen
	o	o	o	o	o	o	o
Déc. 1914	+ 0.46	+ 2.61	+ 0.95	+ 1.34	+ 1.24	- 1.6	+ 4.4
Janv. 1915	- 3.36	- 1.06	- 2.91	- 2.44	- 2.56	- 5.9	0.4
Février	- 3.02	- 0.65	- 2.29	- 1.99	- 2.06	- 4.4	1.3
Mars	- 0.85	+ 2.96	+ 0.43	+ 0.85	+ 0.74	- 2.3	4.8
Avril	+ 1.72	5.11	3.21	3.34	3.31	+ 0.2	6.8
Mai	9.49	13.46	11.05	11.33	11.26	8.3	14.9
Juin	12.30	15.76	13.52	13.86	13.77	10.6	17.5
Juillet	11.50	14.77	13.41	13.23	13.27	9.8	16.6
Août	10.76	15.17	12.43	12.79	12.70	9.5	16.7
Septembre	8.17	12.29	9.31	9.92	9.77	6.8	13.8
Octobre	+ 3.02	6.17	+ 3.83	4.34	4.21	+ 2.0	7.7
Novembre	- 0.75	1.82	- 0.07	0.33	0.23	- 2.7	3.7
Décembre	+ 2.91	4.87	+ 4.03	3.94	3.96	+ 0.1	6.8
Hiver	- 1.94	0.33	- 1.39	- 1.00	- 1.10	- 3.9	2.1
Printemps	+ 3.47	7.20	+ 4.91	+ 5.19	+ 5.12	+ 2.1	8.9
Eté	11.51	15.23	13.11	13.28	13.24	10.0	16.9
Automne	3.48	6.75	4.35	4.86	4.74	2.0	8.4
Année météorol.	4.16	7.42	5.29	5.62	5.54	2.6	9.1
Année civile	4.37	7.61	5.55	5.84	5.77	2.7	9.3

sance variable avec l'altitude suivant les saisons et les mois. Elle est donnée dans le petit tableau suivant. La différence de hauteur des thermomètres est de 574 mètres.

Saison.	Décroissance de la température. absolue.	pour 100 m.
	°	°
Hiver	2.41	0.42
Printemps	3.02	0.53
Été	2.92	0.51
Automne	2.31	0.40

Cette année, c'est en automne que la décroissance est la moins forte, et non pas en hiver. Elle est minimum en novembre pour l'année météorologique : 1°,78 soit 0°,31 pour 100 mètres ; en décembre 1915 pour l'année civile : 1°,10 soit 0°,19 pour 100 mètres. Elle est maximum en mai : 3°,21, soit 0°,56 pour 100 mètres.

Les cas d'*inversion de la température* entre les deux stations sont donnés dans le petit tableau suivant. Ils sont relevés sur les tableaux des températures diurnes des différents mois :

Décembre	1914	2 jours	Septembre	1915	2 jours
Janvier	1915	7 »	Octobre	»	1 »
Février	»	2 »	Novembre	»	6 »
Mars	»	1 »	Décembre	»	10 »
Avril	»	1 »			
Année météorol.		22 jours	Année civile		30 jours

Les cas d'inversion de la température se sont présentés en hiver, au printemps et en automne, avec un faible maximum en janvier et en décembre 1915, mais, cette année de nouveau, le total annuel n'est pas élevé, moins encore qu'en 1914 et est inférieur au chiffre moyen.

Les *tableaux III* et *IV* fournissent, pour les deux stations, le classement des jours de chaque mois et de l'année d'après leurs températures moyennes, ces températures étant groupées entre des limites variant de 5 en 5 degrés, de — 10° à + 25° pour Savatan et de — 10° à + 20° pour Dailly. Ils indiquent en même temps, pour les différents mois et pour l'année, les jours les plus froids et les plus chauds.

III. Classement des Températures diurnes. SAVATAN, 1915.

Période	Nombre de jours dont la température est comprise entre -10° et - 5	- 5° et 0	0° et + 5	+ 5° et +10	+10° et +15	+15° et +20	+20° et +25	+25° et +30	Jour le plus froid	Jour le plus chaud
Déc. 1914	—	4	13	12	2	—	—	—	- 2°.9 le 24	+12°.7 le 9
Janv. 1915	5	13	11	2	—	—	—	—	- 7.3 le 29	5.4 le 16
Février	—	13	14	1	—	—	—	—	- 2.9 le 24	5.2 le 18
Mars	—	4	15	12	—	—	—	—	- 4.0 le 10	9.3 le 23
Avril	—	—	15	8	7	—	—	—	+ 1.7 le 10	13.2 le 30
Mai	—	—	—	1	20	10	—	—	8.2 le 19	18.8 le 8
Juin	—	—	—	—	10	15	5	—	12.1 le 30	21.2 le 13
Juillet	—	—	—	—	13	15	3	—	10.7 le 1	21.1 le 5
Août	—	—	—	1	13	14	3	—	9.9 le 22	20.5 le 11
Sept.	—	—	1	5	19	5	—	—	4.9 le 30	17.2 le 18
Octobre	—	—	4	23	4	—	—	—	+ 3.7 le 28	11.4 le 12
Nov.	1	11	8	10	—	—	—	—	- 5.8 le 28	7.8 le 9
Déc.	—	6	9	12	4	—	—	—	- 2.0 le 14	12.2 le 6
An. mét.	6	45	81	75	88	59	11	—	- 7.3 le 29 janvier	21.2 le 13 juin
An. civ.	6	47	77	75	90	59	11	—	id.	id.

IV. Classement des Températures diurnes. DAILLY, 1915.

Période	Nombre de jours dont la température est comprise entre -15° et -10	- 10° et - 5	- 5° et 0	0° et + 5	+ 5° et +10	+10° et +15	+15° et +20	Jour le plus froid	Jour le plus chaud
Déc. 1914	—	1	11	14	5	—	—	- 5°.4 le 24	+ 8°.9 le 7
Janv. 1915	—	10	13	5	3	—	—	- 9.8 le 29	5.8 le 15
Février	—	3	18	7	—	—	—	- 6.3 le 26	1.8 le 18
Mars	—	2	9	17	3	—	—	- 7.8 le 10	7.0 le 23
Avril	—	—	9	9	11	1	—	- 2.0 les 10-11	10.7 le 30
Mai	—	—	—	—	7	24	—	+ 5.3 le 19	14.8 le 22
Juin	—	—	—	—	4	16	10	8.0 le 30	18.2 le 6
Juillet	—	—	—	—	3	19	9	7.4 le 1	19.1 le 6
Août	—	—	—	—	4	18	9	6.3 le 22	18.5 le 9
Sept.	—	—	—	2	14	11	3	+ 1.4 le 30	16.1 le 19
Octobre	—	—	2	17	11	1	—	- 0.7 le 27	11.8 le 11
Nov.	—	4	9	11	6	—	—	- 7.9 le 27	7.9 le 23
Déc.	—	1	3	13	14	—	—	- 6.0 le 13	9.8 le 10
An. mét.	—	20	71	82	71	90	31	- 9.8 le 29 janvier	19.1 le 6 juil.
An. civ.	—	20	63	81	80	90	31	id.	id.

Les *tableaux V* et *VI* donnent les *températures extrêmes* observées à Savatan et à Dailly, ainsi que les indications sur les nombres de jours où le minimum ou le maximum sont restés au-dessous de zéro, ce qui fournit les totaux de *jours de gel* et de *jours de non-dégel*. Toutes ces indications ne peuvent être prises sur les tableaux mensuels publiés précédemment, mais elles ont été relevées sur les feuilles des observations originales et sur les feuilles de réduction conservées à l'observatoire de Genève. D'après ces tableaux, l'*amplitude extrême* de la température atteint les valeurs suivantes : 38° pour Savatan et 37° pour Dailly ; c'est un peu moins qu'en 1914, mais plus que pour les années antérieures.

III. *Pression atmosphérique*

Les *tableaux VII* et *VIII* donnent, pour Savatan et pour Dailly, les valeurs moyennes de la pression atmosphérique pour les mois, les saisons et l'année météorologique et civile. Ces valeurs moyennes sont les moyennes arithmétiques des pressions moyennes des mêmes périodes, prises aux trois époques des observations diurnes. Les colonnes suivantes des tableaux fournissent les différences entre ces moyennes des trois observations diurnes et la moyenne générale de la période.

On ne peut naturellement pas, au moyen de ces trois données, déduire la courbe de la *variation diurne* de la pression atmosphérique, mais on peut cependant constater une différence assez sensible dans l'allure des oscillations diurnes des deux baromètres placés à des altitudes différant de 564^{m},75.

Si l'on suit la *variation annuelle* de la pression atmosphérique par les valeurs des pressions moyennes des mois, on ne constate cette année qu'une grande oscillation barométrique, avec minimum accusé en janvier et maximum en août. C'est du moins vrai pour Dailly ; à Savatan il s'ajoute à ce grand mouvement de la pression une oscillation secondaire, avec maximum en avril et minimum relatif en mai, oscillation due évidemment à la chaleur de mai qui a développé un fort mou-

V. Températures extrêmes. SAVATAN, 1915.

Période	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Nombre de jours Minimum au-dessous de 0°	Nombre de jours Maximum au-dessous de 0°
	°		°			
Déc. 1914....	- 5.0	les 24 et 26	+16.6	le 9	13	3
Janvier 1915..	-11.2	le 29	7.6	le 16	25	14
Février	- 6.0	le 27	8.2	le 18	27	5
Mars	- 7.6	le 10	18.0	le 23	13	2
Avril	- 1.8	les 12 et 13	20.0	le 30	8	—
Mai	+ 6.4	les 20 et 21	23.4	le 26	—	—
Juin.........	8.8	le 20	26.8	les 7 et 12	—	—
Juillet	6.6	le 1	26.6	le 7	—	—
Août	6.8	le 31	26.0	le 8	—	—
Septembre ...	+ 2.6	le 30	22.0	le 18	—	—
Octobre......	0.0	le 28	14.8	le 11	—	—
Novembre....	- 9.4	le 28	9.6	le 9	17	5
Décembre. ...	- 5.6	le 15	15.2	le 6	10	1
Année mét...	-11.2	le 29 janv.	26.8	les 7 et 12 juin	103	29
Année civile..	id.		id.		100	27

VI. Températures extrêmes. DAILLY, 1915.

Période	Minimum absolu	Date	Maximum absolu	Date	Nombre de jours Minimum au-dessous de 0°	Nombre de jours Maximum au-dessous de 0°
	°		°			
Déc. 1914....	- 7.0	le 26	+13.0	le 7	21	3
Janvier 1915..	-13.2	le 29	9.5	le 15	29	16
Février	- 9.5	le 27	6.9	le 5	28	9
Mars	-11.4	le 10	11.7	le 17	21	4
Avril.	- 4.6	le 12	16.4	le 30	18	—
Mai	+ 4.3	les 19 et 20	19.1	le 26	—	—
Juin.........	4.6	le 30	22.0	le 13	—	—
Juillet	4.5	le 1	23.7	le 6	—	—
Août	+ 4.8	le 31	22.5	le 9	—	—
Septembre ...	- 0.6	le 30	20.4	le 20	1	—
Octobre......	- 2.5	le 28	14.8	le 11	6	—
Novembre....	-11.5	le 28	12.8	le 23	19	8
Décembre. ...	- 9.5	le 14	12.7	le 10	14	3
Année mét...	-13.2	le 29 janv.	23.7	le 6 juillet	143	40
Année civile..	id.		id.		136	40

vement ascensionnel de l'air entre Savatan et Dailly à ce moment-là.

D'une façon générale, la pression a été presque toujours inférieure à la moyenne, sauf d'avril à juin. Il n'y a que deux mois

VII. Pression atmosphérique. SAVATAN (671m), 1915.

Période	Pression moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.
	mm	mm	mm	mm
Décembre 1914	701.70	+ 0.26	+ 0.03	- 0.29
Janvier 1915..........	696.89	+ 0 04	- 0.25	+ 0.21
Février	699.76	+ 0.04	- 0.14	+ 0.10
Mars..................	701.34	0.00	- 0.23	+ 0.23
Avril	703.47	+ 0.17	- 0.10	- 0.07
Mai...................	702.63	+ 0.27	- 0.29	+ 0.02
Juin	704.19	+ 0.25	- 0.30	+ 0.05
Juillet................	705.39	+ 0.18	- 0.22	+ 0.04
Août..................	705.59	+ 0.11	- 0.12	+ 0.01
Septembre.............	705.05	+ 0.12	- 0.02	- 0.10
Octobre	703.41	+ 0.04	- 0.17	+ 0.13
Novembre	701.88	+ 0.06	- 0.14	+ 0.08
Décembre	702.14	+ 0.03	- 0.20	+ 0.17
Hiver.................	699.44	+ 0.11	- 0.12	+ 0.01
Printemps............	702.47	+ 0.15	- 0.21	+ 0.06
Eté..................	705.06	+ 0.18	- 0.21	+ 0.03
Automne.............	703.45	+ 0.07	- 0.11	+ 0.04
Année météorologique .	702.62	+ 0.13	- 0.17	+ 0.04
Année civile..........	702.66	+ 0.11	- 0.18	+ 0.07

VIII. Pression atmosphérique. DAILLY (1236m), 1915.

Période	Pression moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.
	mm	mm	mm	mm
Décembre 1914........	654.45	+ 0.18	+ 0.07	- 0.25
Janvier 1915..........	648.93	+ 0.17	- 0.30	+ 0.13
Février................	652.05	- 0.08	+ 0.16	- 0.08
Mars	653.66	- 0.11	- 0.07	+ 0.18
Avril..................	655.43	- 0.08	- 0.11	+ 0.19
Mai..................	657.09	- 0.03	- 0.11	+ 0.14
Juin	659.36	+ 0.06	- 0.16	+ 0.10
Juillet................	660.12	+ 0.06	- 0.14	+ 0.08
Août..................	660.34	+ 0.11	- 0.10	- 0.01
Septembre............	659.06	+ 0.18	- 0.06	- 0.12
Octobre	656.50	+ 0.11	- 0.12	+ 0.01
Novembre............	654.08	+ 0.08	- 0.21	+ 0.13
Décembre..	654.56	+ 0.01	- 0.11	+ 0.10
Hiver.................	651.80	+ 0.10	- 0.03	- 0.07
Printemps............	655.39	- 0.07	- 0.10	+ 0.17
Eté	659.95	+ 0.07	- 0.13	+ 0.06
Automne.............	656.54	+ 0.13	- 0.13	0.00
Année météorologique .	655.94	+ 0.06	- 0.10	+ 0.04
Année civile..........	655.95	+ 0.04	- 0.12	+ 0.08

à Savatan et trois à Dailly où la pression soit relativement forte. En janvier l'écart dépasse — 10mm. La moyenne annuelle est donc inférieure à la moyenne de plus d'un millimètre à Savatan et de près de deux à Dailly.

Les *tableaux IX* et *X* reproduisent, pour les deux stations, les valeurs extrêmes de la pression atmosphérique, relevées

IX. PRESSIONS EXTRÊMES. SAVATAN, 1915.

PÉRIODE	Minimum	Maximum	Amplitude
	mm	mm	mm
Décembre 1914.......	686.7 le 14	713.1 le 2	26.4
Janvier 1915	681.9 le 23	712.2 les 19 et 20	30.3
Février..............	679.4 le 22	710.2 le 26	30.8
Mars.................	686.9 le 28	711.1 le 5	24.2
Avril.......	698.3 le 7	711.0 le 2	12.7
Mai..................	695.9 le 29	707.4 les 3 et 7	11.5
Juin.................	700.7 le 29	710.2 le 6	9.5
Juillet..............	700.7 le 13	710.1 le 18	9.4
Août.................	700.2 le 28	709.6 le 7	9.4
Septembre...........	691.7 le 29	713.5 le 17	21.8
Octobre	697.6 le 28	708.3 le 17	10.7
Novembre...........	688.5 le 13	715.2 le 21	26.7
Décembre	690.8 le 25	710.9 le 14	20.1
Année météorologique.	679.4 le 22 févr.	715.2 le 21 nov.	35 8
Année civile.........	id.	id.	35 8

X. PRESSIONS EXTRÊMES. DAILLY, 1915.

PÉRIODE	Minimum	Maximum	Amplitude
	mm	mm	mm
Décembre 1914.......	641.2 le 14	666.0 le 2	24.8
Janvier 1915.........	634.3 le 28	662.9 le 14	28.6
Février......	635.8 le 20	662.3 le 26	26.5
Mars.................	641.2 le 27	662.5 le 5	21.3
Avril	648.3 le 7	660.3 le 16	12.0
Mai............. ..	651.3 les 18 et 29	661.1 le 14	9.8
Juin	656.4 le 29	664.7 le 5	8.3
Juillet..............	655.9 le 13	663.9 les 18 et 19	8.0
Août.................	657.0 le 29	664.2 les 7 et 8	7.2
Septembre...........	646.9 le 29	666.9 le 17	20.0
Octobre	650.4 le 31	662.6 le 13	12.2
Novembre...........	644.4 le 13	665.2 le 21	20.8
Décembre	644.7 le 25	661.7 le 14	17.0
Année météorologique.	634.3 le 28 janv.	666.9 le 17 sept.	32.6
Année civile.........	id.	id.	32.6

sur les tableaux conservés à l'observatoire de Genève. Le minimum absolu du 22 février 1915 à Savatan et celui du 28 janvier à Dailly sont très bas et dépassent même celui du 2 février 1912. Les maxima absolus ne présentent rien d'exceptionnel et sont plutôt inférieurs à ceux des années précédentes.

IV. *Humidité de l'air*

Les *tableaux XI* et *XII* fournissent, pour Savatan et pour Dailly, et pour les treize mois, les saisons et l'année : d'abord les valeurs moyennes de la fraction de saturation aux heures des trois observations diurnes, puis la valeur de la *fraction de saturation moyenne*, enfin les minima et les maxima absolus. Lorsque le maximum correspond à la *saturation* complète, le nombre des cas de saturation est indiqué. Une dernière colonne fournit, par symétrie avec les tableaux analogues des résumés pour Genève et le Grand St-Bernard, la *fréquence relative de la saturation.*

La fraction de saturation à Savatan a, comme en 1914, une valeur un peu plus forte que celles de 1912 et de 1913. Pour Dailly il n'y a rien à tirer des chiffres de cette année, moins encore que de ceux de 1912 et de 1913 dont nous nous méfiions déjà beaucoup. L'hygromètre de cette station, déjà suspect depuis deux ans, s'est révélé tout à fait endommagé en novembre. Il a été réparé par les soins de l'Institut météorologique central de Zurich et est rentré en fonction au début de 1916.

A Savatan, les mois les plus secs sont ceux de décembre 1914 pour l'année météorologique et d'août pour l'année civile ; le plus humide est celui de septembre. Les cas de grande sécheresse y sont rares, tandis qu'ils sont fréquents — trop fréquents probablement — à Dailly. Quant aux cas de saturation complète de l'air, il y en a, comme en 1914, un peu plus qu'en 1912 et qu'en 1913 à Savatan. Quant à Dailly, il n'y a rien à tirer de concluant des observations, comme nous l'avons dit plus haut.

XI. Fraction de saturation en %. SAVATAN (679m), 1915.

Période	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. absolu	Maxim. absolu	Fréquence relative de la saturation
Déc. 1914..	63	53	59	58	22	100 5 fois	0.054
Janv. 1915.	84	76	74	78	30	100 22 »	0.237
Février....	73	66	73	71	25	100 16 »	0.190
Mars......	74	64	70	69	25	100 16 »	0.172
Avril	80	58	69	69	32	100 11 »	0.122
Mai.......	81	65	70	72	37	100 14 »	0.151
Juin	83	60	72	72	36	100 6 »	0.067
Juillet	78	67	66	70	40	100 13 »	0.140
Août	78	61	66	68	41	100 5 »	0.054
Septembre.	82	73	81	79	30	100 13 »	0.144
Octobre ...	82	71	80	78	50	100 7 »	0.075
Novembre .	78	71	75	75	25	100 10 »	0.111
Décembre .	77	70	74	74	27	100 15 »	0.161
Hiver.....	73	65	68	69	22	100 43 fois	0.159
Printemps.	78	62	70	70	25	100 41 »	0.149
Eté.......	80	63	68	70	36	100 24 »	0.087
Automne..	81	72	79	77	25	100 30 »	0.110
Année mét.	78	65	71	71	22	100 138 fois	0.126
Année civ.	79	67	73	73	25	100 148 »	0.135

XII. Fraction de saturation en %. DAILLY (1253m), 1915.

Période	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. absolu	Maxim. absolu	Fréquence relative de la saturation
Déc. 1914..	43	33	37	38	2	100 7 fois	0.075
Janv. 1915.	70	55	58	61	3	100 21 »	0.226
Février....	67	57	65	63	8	100 19 »	0.226
Mars......	71	58	62	64	9	100 16 »	0.172
Avril	70	60	68	66	20	100 8 »	0.089
Mai	71	58	63	64	21	100 9 »	0.097
Juin	79	61	67	69	27	100 7 »	0.078
Juillet	69	63	67	66	14	100 23	0.247
Août	85	59	64	69	20	100 15	0.161
Septembre.	85	67	73	75	22	100 18 »	0.200
Octobre ...	93	86	93	91	25	100 35 »	0.376
Novembre .	90	86	92	89	14	100 22 »	0.244
Décembre .	—	—	—	—	—	—	—
Hiver.....	60	48	53	54	2	100 47 fois	0 174
Printemps.	71	59	65	65	9	100 33 »	0.120
Eté.......	77	61	66	68	14	100 45 »	0.163
Automne..	89	80	86	85	14	100 75 »	0.275
Année mét.	74	62	67	68	2	100 200 fois	0.183
Année civ.	—	—	—	—	—	—	—

V. *Nébulosité*

Dans le *tableau XIII*, la *nébulosité*, aux trois stations où elle est observée, est indiquée de deux manières différentes : 1° par les nombres de jours *clairs, peu nuageux*, *très nuageux* et *couverts*, ces désignations correspondant aux valeurs moyennes de la nébulosité diurne comprises entre les limites : 0,0 et 2,5, 2,5 et 5,0, 5,0 et 7,5, 7,5 et 10,0 : 2° par la valeur moyenne de la nébulosité de chaque période, ces valeurs moyennes étant d'ailleurs déduites des valeurs de la nébulosité des différents jours, fournies par les tableaux mensuels.

La nébulosité est, cette année, trop forte aux trois stations, surtout aux deux stations supérieures ; elle est encore plus forte qu'en 1914. Seul le mois d'avril présente un écart négatif un peu sensible au tableau XX pour les stations de Lavey et de Dailly.

La saison la plus claire n'a pas été l'hiver, comme c'est le cas ordinaire. A Lavey et à Savatan c'est l'été ; à Dailly c'est le printemps. Le mois le plus clair a été partout août au point de vue absolu, mais au point de vue relatif c'est avril à Lavey et à Dailly et décembre 1914 à Savatan. Le mois le plus nébuleux a été le mois de janvier aux trois stations, au double point de vue absolu et relatif.

Le *tableau XIV* donne la statistique des *jours de brouillard* aux quatre stations. Les nombres qui y figurent comprennent les jours où le brouillard a été noté pendant une partie de la journée ou pendant tout le jour. Ce dernier cas n'a d'ailleurs été observé, cette année, que trois fois à Savatan, deux fois à Dailly et une fois à l'Aiguille.

Si l'on compare les quatre saisons entre elles, on trouve que le nombre de jours de brouillard est très faible à Lavey au fond de la vallée, puis augmente avec la hauteur. Le maximum se constate cependant, cette année, à Dailly. Il y a de nouveau peu de cas de brouillard, comme en 1914 et en 1913.

XIII. Nébulosité, 1915.

Période	LAVEY					SAVATAN					DAILLY				
	Jours clairs	Jours peu nuageux	Jours très nuageux	Jours couverts	Nébulosité moyenne	Jours clairs	Jours peu nuageux	Jours très nuageux	Jours couverts	Nébulosité moyenne	Jours clairs	Jours peu nuageux	Jours très nuageux	Jours couverts	Nébulosité moyenne
Déc. 1914 ..	5	7	10	9	5.9	9	9	4	9	4.9	4	7	7	13	6.4
Janv. 1915..	2	6	6	17	7.3	3	4	6	18	7.3	3	3	8	17	7.2
Février	3	7	6	12	6.7	4	6	4	14	6.4	4	5	5	14	6.7
Mars	9	3	5	14	5.8	6	5	4	16	6.2	6	4	7	14	6.3
Avril	7	9	3	11	5.5	7	6	4	13	5.8	11	6	2	11	4.7
Mai........	6	9	6	10	5.6	6	9	5	11	5.5	8	6	10	7	5.3
Juin.	4	9	5	12	6 2	2	9	7	12	6.3	3	4	8	15	6.9
Juillet	9	4	5	13	5.5	9	4	7	11	5.4	7	4	7	13	5.9
Août.......	15	5	4	7	4.2	12	6	6	7	4.3	12	7	6	6	4.5
Septembre..	11	5	4	10	5.0	10	4	6	10	5.3	13	5	2	10	4.7
Octobre	7	2	7	15	6.4	2	5	9	15	7.0	5	3	8	15	6.7
Novembre. .	7	2	8	13	6.3	3	7	6	14	6.9	8	3	8	11	5.8
Décembre . .	3	3	8	17	7.1	2	4	8	17	7.3	4	3	9	15	6.9
Hiver......	10	20	22	38	6.6	16	19	14	41	6.2	11	15	20	44	6.8
Printemps .	22	21	14	35	5.7	19	20	13	40	5.8	25	16	19	32	5.4
Eté........	28	18	14	32	5.3	23	19	20	30	5.3	22	15	21	34	5.7
Automne...	25	9	19	38	5.9	15	16	21	39	6.4	26	11	18	36	5.7
Année mét..	85	68	69	143	5.9	73	74	68	150	5.9	84	57	78	146	5.9
Année civ. .	83	64	67	151	6 0	66	69	72	158	6.1	84	53	80	148	6.0

XIV. Nombre de jours de brouillard en 1915.

Période	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1914	0	0	0	0
Janvier 1915	0	0	0	0
Février	0	0	2	2
Mars	0	2	1	1
Avril	0	1	5	5
Mai	0	0	2	3
Juin	0	0	2	2
Juillet	0	2	3	3
Août	0	0	1	0
Septembre	0	2	4	2
Octobre	1	3	7	6
Novembre	3	5	3	3
Décembre	0	3	2	0
Année météorologique	4	15	30	27
Année civile	4	18	32	27

VI. *Pluie et neige*

Le *tableau XV* contient le relevé de tout ce qui concerne les précipitations atmosphériques dans leur ensemble, hauteur d'eau tombée et nombre de jours de précipitations, d'après les chiffres des tableaux mensuels.

1913 avait été à peu près normale, comme hauteur de pluie, d'après la moyenne de dix ans. Elle suivait une année pluvieuse, 1912, qui suivait elle-même une année plutôt sèche, 1911 ; 1914 a été de nouveau très pluvieuse, quoique moins que 1910 qui détient, à St-Maurice comme à Genève, le record de l'humidité. 1915 est plus pluvieuse que 1913, mais moins que 1912 et 1914.

Comme cela doit être le cas à la montagne, la hauteur de pluie croît avec la hauteur, avec minimum à Lavey ; mais le maximum est à Dailly quoiqu'il n'y ait qu'une différence insensible entre cette station et celle de l'Aiguille.

Le mois le plus sec, au double point de vue absolu et relatif, est celui d'octobre, comme à Genève. Le plus humide est celui de juillet aussi bien absolument que relativement.

Le *nombre de jours de pluie* est élevé cette année, plus qu'en

XV. Précipitations atmosphériques dans l'année 1915.

Période	Hauteur d'eau tombée en mm.				Nombre de jours de précipitations			
	Lavey mm	Savatan mm	Dailly mm	Aiguille mm	Lavey (430m)	Savatan (671m)	Dailly (1250m)	Aiguille (1446m)
Déc. 1914 ...	69.8	61.8	68.4	70.4	12	12	17	17
Janv. 1915 ..	92.0	103.1	100.8	100.6	22	22	27	27
Février	55.3	58.4	69.9	70.8	11	11	13	13
Mars	67.2	68.9	87.2	87.9	11	10	15	15
Avril	83.3	98.9	104.0	103.3	11	12	14	14
Mai.........	82.3	84.4	94.8	93.2	18	14	17	17
Juin........	63.9	62.9	77.7	76.4	15	12	17	17
Juillet	181.9	162.8	174.0	174.2	17	16	16	16
Août........	121.5	125.3	132.1	128.0	15	14	14	14
Septembre...	106.3	110.7	129.7	129.5	11	11	11	11
Octobre	37.0	37.8	48.2	48.9	6	5	9	9
Novembre...	62.3	65.7	86.6	86.1	13	15	15	15
Décembre ...	93.1	109.9	113.9	111.4	16	17	17	17
Hiver.......	217.1	223.3	239.1	241.8	45	45	57	57
Printemps ..	232.8	252.2	286.0	284.4	40	36	46	46
Eté..... ...	367.3	351.0	383.8	378.6	47	42	47	47
Automne....	205.6	214.2	264.5	264.5	30	31	35	35
Année mét. .	1022.8	1040.7	1173.4	1169.3	162	154	185	185
Année civile.	1046.1	1088.8	1218.9	1210.3	166	159	185	185

1914. On trouve d'ailleurs pour lui, et sauf de petites oscillations entre les stations inférieures et les stations supérieures, une augmentation à mesure que l'on monte. Mais si l'on néglige, pour les quatre stations de St-Maurice, comme pour Genève et le Grand Saint-Bernard, les jours où il est tombé moins d'un millimètre d'eau, on trouve pour les jours de pluie bien caractérisée, les chiffres suivants qui ne dénotent qu'une insensible augmentation de fréquence avec l'altitude, et qui sont assez semblables à ceux de 1912 à 1914.

Station Altitude	Genève (406m)	Lavey (430m)	Savatan (671m)	Dailly (1250m)	Aiguille (1446m)	St-Bernard (2476m)
Année météorol.	132	143	142	140	145	149
Année civile	130	145	147	138	143	155

Le *tableau XVI* donne les totaux des hauteurs de neige mesurées aux quatre stations, ainsi que les nombres de jours de neige. Comme il est naturel, ici, la quantité de neige croît régulièrement avec la hauteur ; il y en a eu un peu plus à Lavey

et à Savatan mais moins à Dailly et à l'Aiguille qu'en 1913-1914. En 1915, la neige a fait sa dernière apparition en mars à Lavey et à Savatan, et en avril aux deux stations supérieures. Elle a déjà reparu en septembre aux deux stations supérieures et seulement en novembre à Lavey et à Savatan.

XVI. Neige dans l'année 1915.

Période	Hauteur de neige en centimètres				Nombre de jours de neige			
	Lavey cm.	Savatan cm.	Dailly cm.	Aiguille cm.	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1914.....	1	5	21	25	1	1	8	11
Janvier 1915... ...	17	63	55	57	8	16	23	23
Février...........	13	57	77	80	3	8	13	13
Mars........... ..	5	22	69	72	2	3	9	9
Avril..............	—	—	31	32	—	—	6	6
....	....	....	. ..	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....
Septembre	—	—	9	11	—	—	1	1
Octobre	—	—	10	12	—	—	2	2
Novembre	11	30	43	45	3	5	8	8
Décembre	10	13	24	26	2	2	4	4
Hiver.......... ..	31	125	153	162	12	25	44	47
Printemps.........	5	22	100	104	2	3	15	15
Été...............	—	—	—	—	—	—	—	—
Automne....... ...	11	30	62	68	3	5	11	11
Année mét.........	47	177	315	334	17	33	70	73
Année civile........	56	185	318	335	18	34	66	66

XVII. Nombre de jours où la neige a persisté sur le sol en 1915.

Période	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Décembre 1914	—	—	21	21
Janvier 1915	12	21	31	31
Février.................	10	12	28	28
Mars....................	2	4	25	27
Avril...................	—	—	7	7
....	....	.. ..	....	....
....	....	....	....	....
Septembre	—	—	1	1
Octobre....	—	—	3	4
Novembre..............	3	16	18	21
Décembre..............	2	3	15	16
Année météorologique ..	27	53	134	140
Année civile...........	29	56	128	135

Enfin si l'on fait le relevé du temps pendant lequel la neige a séjourné sur le sol, on trouve les chiffres contenus dans le *tableau XVII*. L'hiver 1914-1915 a été assez froid pour que la neige ait persisté plus de deux mois de suite sur le sol aux deux stations supérieures, du 11 décembre au 24 mars. Mais aux stations inférieures la durée a été courte.

Le nombre des *jours d'orage* observés aux forts est donné dans le petit *tableau XVIII* ; il comprend ceux qui ont été notés à l'une ou l'autre des quatre stations. Il y en a de nouveau peu, l'été n'ayant pas été chaud, mais il y en a eu un peu plus qu'en 1912, en 1913 et en 1914.

XVIII. Jours d'orage en 1915.

Avril 1915	1	avec grêle le 27
Mai	3	avec grêle le 22
Juin	—	—
Juillet	5	avec grêle le 13
Août	5	avec grêle le 2
Septembre	—	—
Octobre	—	—
Novembre	—	—
Décembre	1	—
Année météorologique	14	4 avec grêle
Année civile	15	id.

Les observations du *fœhn* ont continué en 1915 aux quatre stations. Les indications des observateurs correspondent à des coups de vent violents venant du sud et accompagnés d'une hausse de la température et d'une diminution de la valeur de la fraction de saturation. Nous les avons classés par mois et par stations, et les chiffres sont donnés au *tableau XIX*.

XIX. Nombre de jours de fœhn en 1915.

Période	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
Decembre 1914	2	2	—	—
Janvier 1915	—	—	—	—
Février	1	1	—	—
Mars	1	1	1	1
...	...	...	...	...
Septembre	1	1	—	—
Octobre	—	—	—	—
Novembre	1	1	1	1
Décembre	1	1	1	1
Année météorologique	6	6	2	2
» civile	5	5	3	3

XX. Ecarts de 1915 par rapport aux moyennes de 10 ans (1898-1907).

Période	Température		Pression atmosphérique		Nébulosité			Précipitations							
								Hauteur d'eau tombée				Nombre de jours			
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille	Lavey	Savatan	Dailly	Aiguille
	°	°	mm	mm				mm	mm	mm	mm				
Décembre 1914..	+ 3.84	+ 1.73	− 2.38	− 2.18	+ 0.8	− 0.1	+ 1.9	+ 11.1	+ 3.4	+ 4.6	+ 15.4	+ 2	+ 3	+ 6	+ 6
Janvier 1915....	− 0.79	− 2.12	−10.04	−10.26	+ 2.3	+ 2.7	+ 2.9	+ 30.7	+ 43.5	+ 36.1	+ 45.3	+13	+12	+15	+15
Février ...	− 0.07	− 0.73	− 2.41	− 2.59	+ 1.5	+ 1.4	+ 1.7	− 10.5	− 7.6	+ 3.4	+ 20.0	+ 1	0	+ 1	+ 1
Mars	− 0.04	+ 0.08	− 0.49	− 1.17	+ 0.4	+ 1.0	+ 1.2	− 7.6	− 1.0	+ 9.0	+ 24.2	− 1	− 2	+ 1	+ 2
Avril	− 1.47	− 0.94	+ 1.84	+ 0.14	− 0.6	+ 0.1	− 1.2	− 12.0	+ 4.8	− 7.5	+ 18.9	− 4	− 3	− 3	− 3
Mai	+ 2.91	+ 3.23	− 0.04	+ 0.22	+ 0.2	+ 0.2	− 0.2	+ 7.9	+ 8.6	+ 9.8	+ 21.0	+ 3	0	+ 1	+ 2
Juin	+ 1.39	+ 1.94	+ 0.35	+ 0.44	+ 1.1	+ 1.2	+ 1.9	− 20.3	− 22.3	− 20.0	− 11.2	+ 2	− 1	+ 2	+ 2
Juillet	− 1.95	− 1.18	− 0.07	− 0.29	+ 1.2	+ 1.3	+ 1.8	+ 88.0	+ 66.5	+ 65.3	+ 75.6	+ 4	+ 3	+ 1	+ 2
Août	− 1.73	− 1.65	− 0.22	− 0.35	+ 0.1	+ 0.6	+ 0.8	+ 9.1	+ 10.8	+ 7.3	+ 13.1	+ 2	+ 2	+ 1	+ 1
Septembre......	− 2.32	− 1.66	− 0.44	− 0.86	+ 0.2	+ 0.9	+ 0.1	+ 38.1	+ 40.4	+ 44.8	+ 50.6	0	0	− 1	− 1
Octobre ,.......	− 2.27	− 2.86	− 0.39	− 0.98	+ 0.9	+ 1.6	+ 1.5	− 43.7	− 45.1	− 43.3	− 29.0	− 6	− 8	− 6	− 6
Novembre......	− 2.28	− 2.57	− 1.76	− 2.66	+ 0.8	+ 1.5	+ 1.0	+ 10.2	+ 13.3	+ 31.1	+ 45.7	+ 2	+ 5	+ 4	+ 5
Décembre......	+ 1.73	+ 1.45	− 1.94	− 2.07	+ 2.0	+ 2.3	+ 2.1	+ 34.4	+ 51.5	+ 50.1	+ 56.4	+ 6	+ 8	+ 6	+ 6
Hiver..	+ 1.03	− 0.36	− 5.02	− 5.09	—	—	—	+ 31.3	+ 39.3	+ 41.1	+ 80.7	+16	+15	+22	+22
Printemps... .	+ 0.49	+ 0.81	+ 0.42	− 0.27	—	—	—	− 11.7	+ 12.4	+ 11.3	+ 64.1	− 2	− 5	− 1	+ 1
Eté	− 0.78	− 0.32	0.00	− 0.07	—	—	—	+ 76.8	+ 55.0	+ 52.6	+ 77.5	+ 8	+ 4	+ 4	+ 5
Automne	− 2.29	− 2.36	− 0.86	− 1.50	—	—	—	+ 4.6	+ 8.3	+ 32.6	+ 67.3	− 4	− 3	− 3	− 2
Année météorol.	− 0.39	− 0.55	− 1.35	− 1.71	+ 0.8	+ 1.0	+ 1.1	+101.0	+115.0	+140.6	+289.6	+18	+11	+22	+26
Année civile....	− 0.32	− 0.33	− 1.27	− 1.68	+ 0.9	+ 1.2	+ 1.2	+117.6	+155.9	+175.4	+321.6	+21	+15	+21	+26

Les nombres de ce tableau sont, comme ceux de 1914, très inférieurs à ceux des trois années antérieures. Il n'y a eu que quelques cas de fœhn en juin et en automne.

VII. *Écarts*

Le *tableau XX* contient le relevé des écarts entre les chiffres des tableaux I, II, VII, VIII, XIII et XV et ceux des tableaux I, III, V, VI et VII des « moyennes de dix ans pour les éléments météorologiques observés aux fortifications de Saint-Maurice[1] ». Ces écarts ont été déterminés pour la température et la pression atmosphérique à Savatan et à Dailly, pour la nébulosité aux trois stations inférieures et pour les précipitations atmosphériques aux quatre stations.

Ce tableau donne donc, en chiffres et plus en détail, quelques-unes des indications qui sont fournies dans le texte des paragraphes précédents. Nous rappelons que les moyennes auxquelles nous avons rapporté les observations de 1915 comme celle de 1908 à 1914, ne sont que des moyennes de *dix années ;* les écarts que nous donnons n'ont donc qu'une valeur relative et sont loin d'avoir une signification absolue.

[1]) *Archives*, t. XXVIII, p. 274, septembre 1909.

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE DE FONDATION

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE GÉOPHYSIQUE

MÉTÉOROLOGIE ET ASTRONOMIE

(Section de la Société helvétique des sciences naturelles)

tenue à Schuls, le 8 août 1916

Président : M. A. Riggenbach
Secrétaire : M. Knapp

Partie administrative. — A. de Quervain. La profondeur du foyer du tremblement de terre de Zurich, du 17 juillet 1916. — A. de Quervain et A. Piccard. Projet d'un sismographe universel pour l'observatoire sismologique fédéral suisse. — A de Quervain et R. Billwiller. Troisième rapport sur l'activité de la Commission des glaciers de Zurich (Zürcher Gletscherkommission). — A. Kreis. La station sismographique de l'Ecole cantonale de Coire. — Paul-L. Mercanton. Le mouvement de l'inlandsis grœnlandais en région frontale sur terre ferme. — Le même. Déperdition électrique dans l'atmosphère et relief du sol. — R. Mellet et P.-L. Mercanton. Application de l'analyse chimique à la mesure du contenu des totalisateurs de précipitations, système Mougin — Raoul Gautier. Remarques complémentaires sur les retours de froid en juin. — Paul Girardin. Sur l'intérêt morphologique des moraines immergées des lacs de Savoie, du Jura et de la Suisse. — Lütschg. Les variations des glaciers d'Allalin et de Schwarzenberg. — Th. Niethammer. Démonstration de l'installation temporaire faite dans les sous-sols du bâtiment scolaire de Schuls pour la mesure de g par les oscillations du pendule.

Les membres de la Société helvétique des Sciences naturelles, de plus en plus nombreux, qui s'occupent spécialement de géophysique, de météorologie et d'astronomie déploraient depuis longtemps le défaut, aux réunions annuelles, d'une section réservée à ces branches. A de rares exceptions près (Frauenfeld 1913, Schuls 1916) ils étaient forcés de s'adresser, en sections de physique ou de géologie, à des auditoires très spécialisés, sollicités déjà par des pro-

grammes surchargés. Ils aspiraient légitimement à constituer au sein de la Société helvétique un groupement permanent et autonome, ayant ses séances régulières et jouissant des prérogatives que la Société accorde aux Sociétés suisses de physique, de géologie, etc.

A l'instigation de M. le professeur de Quervain un appel, signé aussi par MM. Billwiller, Riggenbach et Mercanton, a été lancé en juin 1916, pour réaliser ce projet longtemps caressé ; l'initiative a recueilli les suffrages de plus de trente de nos collègues. En présence de ce succès encourageant les participants à la session de Schuls, réunis en section de géophysique, météorologie et astronomie décident à l'unanimité de se constituer sur l'heure en Société, Section de la Société helvétique. L'agrément de cette dernière ayant été obtenu d'avance, en assemblée générale de la veille, 7 août, la nouvelle société se trouve avoir d'emblée son existence légale.

Elle prend le nom de : *Société suisse de géophysique, météorologie et astronomie.*

Un bureau provisoire est chargé de préparer les statuts et d'assurer les premiers destins du nouveau groupement. Il est autorisé à percevoir une cotisation de 1 fr. par membre. Il se compose de MM. A. de Quervain, A. Kreis et P.-L. Mercanton, président.

Le jour même la fondation de la jeune Société est notifiée au Comité central de la Société helvétique des Sciences naturelles qui en prend acte avec ses meilleurs souhaits de bienvenue.

Dans sa première séance la Société a entendu les communications suivantes :

Prof. Dr A. de Quervain (Zurich). — *La profondeur du foyer du tremblement de terre de Zurich, du 17 juillet 1916.*

Le cas où un observatoire sismologique vient à se trouver à l'épicentre d'un sisme est rare, naturellement. Il sera d'autant plus intéressant, par les conclusions théoriques qu'on en pourra tirer.

Si la manière de voir que nous partageons, avec M. Mohorovici par exemple, est juste, à savoir que les phases principales du diagramme d'un sisme rapproché (« Nahebeben ») sont dues également aux ondes longitudinales P et transversales S qu'on distingue dans les sismes très éloignés, on retrouvera ces deux phases à l'épicentre même, et la différence des temps de leur arrivée S-P indiquera parfaitement la profondeur du foyer (voir nos remarques sur le tremblement de terre des Grisons dans les Annales du Bureau météorologique pour 1914). Pour la profondeur du foyer h nous en avons déduit l'expression très simple $h = 8{,}3$ [S-P].

Or le faible tremblement de terre de Zurich a permis de vérifier

ces conséquences, car d'après les indications macrosismiques spontanées (malheureusement pas très nombreuses) la région de Zurich représente à peu près l'épicentre.

Le sisme (observé aussi et à la seconde près par l'assistant du service sismologique M. de Weck) a été nettement enregistré dans toutes ses composantes avec cette discordance apparente, et très troublante au premier moment, que le commencement a été marqué 2,8 sec. plus tôt en composante verticale qu'en composantes horizontales. Cette différence dépasse de beaucoup l'incertitude admissible. Ce fait paradoxal en apparence s'explique très bien et constitue au contraire une confirmation précieuse de la théorie en discussion : Les premiers précurseurs, étant longitudinaux, ne pourront être enregistrés à l'épicentre qu'en composante verticale. Des composantes horizontales ne pourront commencer à s'inscrire qu'à l'arrivée de la phase suivante, c'est-à-dire des ondes transversales.

En présence de cette confirmation, nous pouvons appliquer la relation citée plus haut et qui donne 23 km. comme profondeur du foyer. Cet ordre de grandeur a une valeur plausible, si on la compare aux rares indications fournies par d'autres sources.

A. de Quervain et A. Piccard (Zurich). — *Projet d'un sismographe universel pour l'observatoire sismologique fédéral suisse.*

Les tâches spéciales du service sismologique fédéral suisse nous ont fait envisager depuis 1913 l'installation d'un nouveau sismographe qui soit considérablement plus sensible aux tremblements de terre locaux (c'est-à-dire alpins) que les sismographes qui sont en service ici actuellement, et qui du reste nous donnent plus qu'on ne s'en était promis.

Après avoir visité les observatoires sismologiques de Göttingue, de Jugenheim et de Strasbourg notre choix s'est fixé sur un instrument du type du pendule de 17 tonnes de M. Wiechert, mais qui devait, condition importante, donner en même temps la composante verticale.

Pareille construction a été étudiée, d'abord à l'aide de modèles, depuis 1914. Les calculs et dessins pour l'exécution en grand ont été soumis à la Commission météorologique fédérale en 1915 et 1916.

Il y avait deux difficultés particulières à surmonter.

D'abord il fallait s'arranger pour allonger suffisamment la période de l'instrument en composante verticale. Nous avons trouvé une méthode satisfaisante pour obtenir ce degré d'astaticité (nous avons constaté plus tard qu'une solution analogue a déjà été employée par le Dr Straubel à Iéna, il y a plusieurs années).

La seconde difficulté concernait la compensation de l'influence thermique sur l'élasticité des ressorts. Cette influence est énorme en effet en ce qui concerne la composante verticale. Après avoir étudié plusieurs solutions, qui d'ailleurs paraissaient satisfaisantes, nous nous sommes arrêtés à l'emploi d'un relais à sélénium, dont le fonctionnement dépend de la position même du style enregistreur. Tout changement du zéro est compensé par le poids d'un liquide qui vient s'ajouter à la masse stationnaire. Le même système devra prévenir l'observateur, par une sonnerie, toutes les fois que l'instrument entre en fonction pour un sisme prononcé. Pour l'appareil définitif pour lequel la Commission météorologique a voté les crédits nécessaires, mais dont l'exécution est contrariée par la guerre, nous avons prévu une amplification de 1500 à 2000, avec une période de 2,5 à 3 secondes, et une vitesse d'enregistrement de 1 mm par seconde au moins.

A. de Quervain et R. Billwiller (Zurich). — *Troisième rapport sur l'activité de la Commission des glaciers de Zurich (Zürcher Gletscherkommission).*

Nous conformant à notre tradition de donner, à une des sections de l'assemblée annuelle, un petit rapport, nous présentons ici celui de l'année 1915/16.

La région du névé du *Silvretta* (Grisons), (un de nos champs d'activité) a été le but d'une petite campagne du 4 au 6 août, dirigée par A. de Quervain, avec l'aide de M[me] de Quervain et MM. A. et J. Piccard et Cherbuliez. Nos forages du névé près de la balise à 2760 m. ont permis de trouver les traces de la coloration de l'année dernière, à 200 cm de profondeur. La densité du névé était assez constante ; en moyenne 0,57. La valeur en eau, 1140 mm, correspond exactement à ce nous avons trouvé pour le totalisateur voisin de la cabane, à 2375 m. Cette année nous avons transporté et installé une nouvelle balise au col même du Silvretta à 3040 m.

Notre second champ d'activité le *névé des Clarides* (Glaris) a été visité par nous deux, en compagnie de MM. Collet et Lütschg du Service fédéral des Eaux. Les neiges énormes de l'hiver dernier ont enseveli complètement la balise du point 2708 m.; il a failli en être de même de celle située à 2960 m. ; depuis l'année dernière il y a eu un accroissement de 4 m (densité environ 0,55), ce qui correspond à 2200 mm de précipitation ! Mais le totalisateur installé en 1915 sur le Geissbützistock (2700 m) en donne 3940 mm ! On voit qu'il y a lieu de surveiller de près ces appareils. — Le bon fonctionnement de nos forages, avec l'appareil de Church, aura, parait-il, l'heureux résultat d'engager le Bureau hydromé-

trique à des mesures analogues sur l'Aletschfirn. La Commission suisse des Glaciers en fera faire au glacier du Rhône.

Le problème intéressant et mentionné l'année dernière, de l'évaporation sur les hauts névés, a été attaqué par M. Billwiller dans une étude préliminaire. Un appareil spécial pour les mesures définitives est en construction.

A. Kreis (Coire). — *La station sismographique de l'Ecole cantonale à Coire.*

En automne 1915, par l'intermédiaire du Kurverein de Davos, Mme Dietz, mère de feu le Dr Dietz, de Davos, tombé récemment sur le champ de bataille, a bien voulu donner à l'Ecole cantonale le sismographe que le défunt avait installé au voisinage du Sanatorium Turban. Le gouvernement grison a accepté ce cadeau en s'engageant à installer, entretenir et surveiller l'instrument. Il a été monté en janvier 1916 dans un souterrain de l'annexe à l'Ecole cantonale de Coire, directement sur le roc (Schistes grisons). Le professeur de physique de l'Ecole, dont le laboratoire est voisin, en a la surveillance.

L'instrument est un pendule horizontal Bosch-Omori, de 100 kg, donnant la composante E.-W. Il fonctionne avec une amplification dynamique de 65 fois. L'enregistrement se fait mécaniquement sur papier enfumé.

Pour déterminer la parallaxe horaire entre la station sismologique de Zurich et celle de Coire on fait chaque jour une comparaison au moyen du signal-horaire télégraphique de 7 heures.

Paul-L. Mercanton. — *Le mouvement de l'inlandsis grœnlandais en région frontale sur terre ferme.*

Les valeurs que nous possédons des vitesses d'écoulement de l'inlandsis grœnlandais se rapportent toutes aux extrémités d'effluents à marche rapide aboutissant à la mer par des vallées resserrées. Ce resserrement affecte le mouvement dans une mesure telle qu'on ne saurait rien conclure, pour l'économie du collecteur glaciaire, de celle du dissipateur dans la région étudiée. Tout autres paraissent être les conditions d'étude dans les régions où l'inlandsis se termine en terrain solide et peu accidenté.

L'expédition suisse au Grœnland [1912-1913] avait inscrit cette recherche en tête du programme des travaux glaciologiques que devait exécuter son groupe dit « de l'ouest ». Le point de départ même de l'équipe qui a traversé le Grœnland, le Nunap Kigdlingâ a heureusement fourni les possibilités cherchées. L'inlandsis s'y termine sur un haut plateau, assez uniforme, par un front presque rectiligne, dominant le terrain d'une cinquantaine de mètres.

Aidé de ses deux compagnons MM. Jost et Stolberg, l'auteur a établi dans ces parages un réseau de repères comportant une base devant l'inlandsis, trois perches sur la moraine frontale et 12 pierres numérotées dont la plus éloignée était à quelque $2\ ^1/_2$ km. du front. Des perches profondément enfoncées dans le glacier ont permis de contrôler l'ablation. Le réseau a été triangulé deux fois, à 39 jours d'intervalle, les 3-4 VII et les 12-13 août 1912. Les deux opérations ont donné des résultats très satisfaisants et scientifiquement du plus haut intérêt. Les voici sommairement indiqués :

Les trois points repérés sur la moraine frontale se sont légèrement déplacés vers l'aval ; leur vitesse a été de quelque $\frac{2}{3}$ de cm. par jour ; correction faite de l'ablation, ils ont effectué des déplacements verticaux très faibles.

Une pierre, placée à 300 mètres de la moraine, s'est déplacée horizontalement vers l'aval à raison de 3 cm./j. environ ; en même temps elle s'est abaissée de près de 6 cm./j. Quant aux autres pierres elles ont dénoncé des vitesses horizontales de l'ordre de 4-5 cm./j. avec des abaissements aussi de quelque 6 cm./j.

Compte tenu de l'ablation, qui pour le glacier propre a été d'environ 3 cm./j., les repères ont, à l'exception d'un seul sur la moraine, tous révélé un plongement des filets d'écoulement sous l'horizon. Force nous est d'envisager un véritable tassement de la masse glaciaire ; quant à l'expliquer nous le tenterions en vain ici. Est-il en relation peut-être avec l'amincissement du glacier parasite qui plaque le fond de l'inlandsis sur toute sa largeur dans la région étudiée ? ou bien encore le glacier comble-t-il en cet endroit un vallon parallèle à son front ? Nous envisagerons ces diverses hypothèses dans la publication des Résultats de l'Expédition suisse au Grœnland qui se fera dans les Nouveaux Mémoires de la Société helvétiques des Sciences naturelles.

Paul L. Mercanton (Lausanne). — *Déperdition électrique dans l'atmosphère et relief du sol.*

La déperdition électrique est influencée par le relief terrestre ; le rapport des charges ioniques $q+$ et $q-$ d'une même masse d'air, dans l'atmosphère libre, varie suivant que cette masse se trouve au voisinage d'une saillie ou d'un creux du relief. On a attribué d'emblée cette dissymétrie des charges à l'influence du champ électrique terrestre. En 1905 Brunhes et Baldit ([1]) ont

[1]) *Compte-Rendu de l'Académie des Sciences de Paris*, 2e sem. 1905, et *J. de Physique* 1906.

démontré que, jusqu'à 1500 m. d'altitude au moins la dissymétrie est due au seul relief et qu'en rase campagne l'exagération du gradient électrique réduit beaucoup plus la déperdition électrique positive ($q-$) qu'elle n'augmente la déperdition négative. Il en résulte, sur les saillies du relief, où le champ est exagéré, un accroissement du rapport $\frac{q+}{q-}$ qui peut être considérable et atteindre au décuple de la valeur qu'on trouve ordinairement dans un champ seul, laquelle oscille un peu autour de

$$\frac{q+}{q-} = 1,2$$

Une étude récente de Gockel confirme cette manière de voir généralement admise aujourd'hui. L'étude systématique de la question n'a cependant pas été poussée si loin que des résultats, bien qu'anciens mais encore inédits, ne puissent être un appoint bienvenu. C'est pourquoi l'auteur tient à consigner ici ceux d'une recherche qu'il a faite en 1906-1907 déjà sur ce point spécial en profitant des conditions de travail extrêmement favorables que lui offrait la Tour de Gourze, à LaVaux, sur la rive nord du Léman.

Cet édifice de section carrée, aux murs très épais, présente un vide central, à ciel ouvert, auquel on accède par une seule porte basse, percée dans la façade orientale. Une échelle de fer permet de monter à la plateforme supérieure dont le parapet domine le terrain d'une dizaine de mètres.

La tour s'élève à 930 m. d'altitude, sur une colline isolée et exposée de toutes parts au vent. Elle réalise donc un véritable cylindre de Faraday, dressé en plein ciel, sur une saillie du relief où le champ terrestre est exagéré. Dès lors rien de plus aisé que d'y instituer une série de mesures de la déperdition électrique, alternativement au pied et dans l'intérieur de la tour, c'est-à-dire en un point où le champ est nul, ou au contraire à l'angle du parapet, en un point où le gradient électrique est maximum. Des mesures spéciales ont donné pour tout l'intérieur de la tour $H = 0$ tandis que sur le parapet le champ atteignait jusqu'à 1200 volts par mètre.

Les mesures de déperdition ont été faites au moyen d'un ionomètre d'Ebert et concernent ceux des ions que l'appareil peut capter quand il fonctionne sous 150 à 250 volts, c'est-à-dire les ions les plus mobiles.

Les déperditions étaient contrôlées au bout de 15 minutes; on alternait le signe des charges initiales. Voici les résultats sommairement consignés :

9 X 1906 : Temps parfaitement serein. Brise fraîche du S-SW. Intérieur de la tour, air calme.

Parapet, angle S, brise

$$16^h\ 42^m - 16^h\ 47 \quad \text{(deux séries)}\ \frac{q+}{q-} = 4{,}33$$

Intérieur, air calme

$$16^h\ 59^m - 17^h\ 34^m\ \frac{q+}{q-} = 1{,}06$$

D'où : moyenne dans champ nul $\frac{q+}{q-} = 1{,}31$, dans champ intense 4,33.

12 X 1906. Temps serein depuis l'avant-veille et jusqu'au surlendemain : quelques nuages épars, sur les Alpes principalement ; air calme. (Le 13, baisse barométrique).

Parapet $15^h\ 55^m - 17^h\ 20^m\ \frac{q+}{q-} = 2{,}16$. Champ intense

Intérieur $17^h\ 30^m - 18^h\ 3^m\ \frac{q+}{q-} = 1{,}09$ » nul

24 X 1906. Temps serein, léger brouillard sur le Léman, légers cirrus, grand soleil. Idem la veille et le lendemain. Brise légère du SW. Rosées nocturnes. Le sol est humide à l'intérieur de la tour.

Intérieur $12^h\ 33^m - 13^h 43^m\ \frac{q+}{q-} = 0{,}73$. Champ nul

Parapet. angle S $14^h\ 10^m - 14^h\ 43^m\ \frac{q+}{q-} = \infty$ Pas de déperdition positive ; le champ mesure 1200 v : *m*.

Parapet $14^h\ 57^m - 16^h\ 5^m\ \frac{q+}{q-} = 4{,}46$. Champ intense

Intérieur $16^h\ 23^m - 17^h\ 13^m\ \frac{q+}{q-} = 1{,}24$. Champ nul

En résumé on voit que :

Dans le champ intense il y a pénurie d'ions négatifs qui parfois même semblent manquer tout à fait. Hors du champ le rapport fluctue autour de 1 ; les ionisations sont assez égales.

On devait s'attendre à ce qu'un vent violent atténuât la dissymétrie constatée dans le champ intense. C'est bien ce que les mesures du 5 II 1907 ont montré. Le terrain était ce jour-là couvert de neige à perte de vue, dans la direction d'où soufflait le vent NE violent, température — 10°]. Voici les résultats :

5 II 1908. Bise, soleil intermittent, brume élevée.

Le vent qui s'engouffre par la porte ouverte fait tourbillonner la neige amassée à l'intérieur de la tour; l'appareil en est protégé le mieux possible.

Intérieur $13^h\ 22^m - 13^h\ 56^m\ \frac{q+}{q-} = 1{,}08$. Champ nul

Parapet angle S $\frac{q+}{q-} = 1,70$. Champ intense

Intérieur $\frac{q+}{q-} = 1,30$. Champ nul

Moyenne hors champ $\frac{q+}{q-} = 1,19$

» dans champ $\frac{q+}{q-} = 1,70$

Il convient de consigner ici enfin une curieuse observation faite à plusieurs reprises, en automne 1916, quand le corps déperditeur était chargé positivement : la déperdition semblait remplacée un instant par une recharge du conducteur; le potentiel se relevait de plusieurs volts. Ce phénomène ne se présentait que sur le parapet, c'est-à-dire dans le champ intense : ainsi le 8 X 1906 on a noté, de cinq en cinq minutes, les chutes de potentiel suivantes du conducteur chargé positivement : $\Delta V + = 5.5$; — 2.4 ; — 2.2 volts.

L'auteur se demande s'il n'y a pas là un effet d'influence de gros ions positifs et peu mobiles, défilant devant le corps déperditeur sans venir en contact avec lui d'ailleurs; la recharge du conducteur n'aurait été qu'apparente.

R. Mellet et P.-L. Mercanton (Lausanne). — *Application de l'analyse chimique à la mesure du contenu des totalisateurs de précipitations, système Mougin.*

Jusqu'à ce jour la connaissance du contenu des totalisateurs de précipitations installés en haute montagne (système Mougin) exigeait qu'on les vidât pour mesurer, en volume ou en poids, ce contenu. Cette vidange et la recharge consécutive du totalisateur en $CaCl_2$, eau et huile de vaseline, est une opération longue, délicate et très onéreuse aussi quand on la pratique à intervalles rapprochés. C'est pourquoi on s'est borné généralement jusqu'ici à une seule vidange et recharge par année, à la fin de l'été. De ce fait la connaissance de l'allure annuelle des précipitations atmosphériques nous échappe complètement, le rendement scientifique du totalisateur est minime. L'un de nous a émis [1] l'idée d'augmenter ce rendement en profitant de la présence dans le totalisateur du chlorure de calcium pour appliquer le principe du dosage volumétrique qui fait actuellement de si brillantes preuves pour

[1] Mercanton, 35me et 36me Rapports sur les Variations périodiques des glaciers des Alpes suisses. Annuaire du C. A. S., 1916. Vol. L.

le jaugeage des torrents alpins. L'augmentation du contenu du totalisateur en eau se traduit en effet par une diminution de sa concentration saline. L'analyse chimique volumétrique fait connaître sans difficulté cette diminution, en valeur relative d'abord, en valeur absolue ensuite puisque le cycle des opérations commence toujours par la mesure de la charge préalable du totalisateur et se termine aussi par celle du contenu final.

Le principe des contrôles est donc le suivant : On soutire, avec les précautions nécessaires pour assurer l'homogénéité de la solution saline du totalisateur et partant de l'échantillon, quelque 40 à 50 cm³ du liquide. Au laboratoire, cet échantillon, dûment pesé au préalable, est étendu d'eau distillée, à la même température (celle du local) dans des ballons jaugés, au degré de dilution convenable pour l'analyse. On prélève alors pour les titrations les volumes voulus (10, 20, 50 cm³, etc.) de la solution diluée et l'on titre dans les capsules de porcelaine au moyen d'une solution d'$Ag\,NO_3$. La concentration du nitrate d'argent peut rester indéterminée pourvu qu'elle ne varie pas pour toute la série des prélèvements d'une campagne pluviométrique, depuis la charge jusqu'à la vidange du totalisateur. Par cette voie on obtient les doses successives de $CaCl_2$ en nombres de cm³ de la solution type d'$Ag\,NO_3$ nécessaires pour doser 1 gr. (ou 1 kg.) de l'échantillon.

Le calcul des quantités d'eau contenues dans le mougin à chaque prélèvement peut se faire alors soit progressivement à partir de la charge initiale de l'instrument soit régressivement à partir de son contenu final. L'une des déterminations contrôle l'autre, ce qui n'est pas une des moindres qualités de la méthode. Par le mode progressif, par exemple, on aurait, en appelant P_1 le poids de la solution saline du totalisateur après le premier prélèvement, P_2 le poids cherché, C_1 et C_2 les deux concentrations correspondantes :

$$P_2 = P_1 \frac{C_1}{C_2}$$

La méthode exige cependant que le $CaCl_2$ soit absolument dissout dans la liqueur; il convient de s'en assurer avant de prendre l'échantillon. Dans le cas contraire la méthode serait inapplicable,

Les essais faits par les auteurs à l'Observatoire de Lausanne (Champ de l'Air) en 1916, au moyen d'un mougin obligeamment prêté par le Service fédéral des Eaux et placé à côté du pluviomètre de la station, ont fourni la comparaison contenue dans le tableau de la page suivante, en grammes d'eau recueillie.

Ces résultats sont aussi satisfaisants qu'on peut le souhaiter sauf pour le 3ᵉ intervalle. La forte erreur qui s'y remarque est due à une cause qui nous échappe encore mais est sans doute en relation étroite avec une modification subite, constatée dans l'aspect du

contenu pluviométrique, qui s'est brusquement clarifié à ce moment-là. Nous avions dû nous contenter, faute de mieux, de $CaCl_2$ fondu, chargé d'impuretés. De nouveaux essais en cours, avec du $CaCl_2$ très pur, diront si pareille erreur est encore à redouter.

Intervalles	Pluviomètre	Mougin	Ecarts
2 III - 3 IV	1520 gr.	1535 gr.	+ 1 %
3 IV - 3 V	1759 »	1771,5 »	+ 0,7 %
3 V - 6 VI	2381 »	2324 »	— 2,5 %
6 VI - 8 VII	3835 »	3834 »	— $0{,}0_3$ %

Dores et déjà la nouvelle méthode ouvre à la nivométrie des perspectives heureuses : on pourra encore vraisemblablement espacer les vidanges, les rendre bis ou trisannuelles en installant des totalisateurs assez grands et en se bornant à compléter au fur et à mesure de leur remplissage la teneur en $CaCl_2$. Quant aux prélèvements le premier alpiniste soigneux pourra les faire aussi souvent que nécessaire sera.

Raoul GAUTIER (Genève). — *Remarques complémentaires sur les retours de froid en juin.*

M. Raoul Gautier, revenant sur un sujet traité par lui dans la 93me session de la Société helvétique des Sciences naturelles, à Bâle en 1910 ([1]), constate, sur les froids de juin, d'après les observations faites à Genève et au Grand-Saint-Bernard :

1° Durant les six dernières années (1911-1916) les retours de froid en juin se sont présentés, tantôt à un certain moment du mois, tantôt à un autre. Seules les années 1911 et 1916 présentent un retour de froid très caractérisé vers le milieu du mois. Les années 1913 et 1915 présentent une courbe inverse. Les années 1912 et 1914 sont indifférentes. L'ensemble des six années n'ajoute donc rien aux constatations faites antérieurement.

2° Les retours de froid de la seconde décade de juin restent un phénomène assez général dans l'Europe centrale depuis le milieu du XIXe siècle jusqu'au commencement du XXe siècle.

3° Les retours de froid sont remplacés, à Genève et au Saint-Bernard, tantôt par une croissance régulière de la température avant 1850 ou même 1870, tantôt par une courbe inverse, représentant un excédent de température au milieu du mois sur la croissance normale. Ce dernier fait est particulièrement vrai au

[1]) *Archives*, 1911, t. 36, p. 496. En collaboration avec M. Henri Duaime.

commencement du XIXe siècle à Genève et au Grand St-Bernard, et à la fin du XVIIIe siècle, à Genève.

4° Il en résulte que les conclusions tirées par M. W. Marten (¹) de l'étude de la répartition des pressions en correspondance avec le retour du froid au milieu de juin gardent toute leur valeur pour les cinquante dernières années, pour lesquelles on possède d'ailleurs des « cartes du temps ». Mais la situation atmosphérique a dû être, en moyenne, autre durant le demi-siècle antérieur, puisque les fluctuations de la température en juin ne présentent pas la même apparence.

5° Le phénomène du retour du froid au milieu de juin ne peut donc pas être considéré comme un phénomène périodique annuel moyen, puisqu'on ne le constatait pas à Genève et au Grand Saint-Bernard avant 1850 ou 1870.

Paul Girardin (Fribourg). — *Sur l'intérêt morphologique des moraines immergées des lacs de la Savoie, du Jura et de la Suisse.*

Il y a un grand intérêt à étudier la topographie glaciaire qui subsiste sur le fond des lac, ceux-ci étant des organes conservateurs. D'autre part le nombre des sondages sous-lacustres nous permet de percevoir la moindre ride et d'en saisir la signification morphologique.

..... L'auteur fait, bassin par bassin et cuvette par cuvette, l'étude topographique des fonds des trois groupes de lacs.....

Age des Moraines sous-lacustres. — Il est remarquable que c'est dans les lacs des Quatre-Cantons et de Zurich que les moraines transversales sont les plus nombreuses ; c'est que nous sommes ici dans le 1er stade de régression qui a suivi la glaciation de Würm, le stade de Bühl. Les moraines sont mieux conservées étant plus récentes. Quant à la moraine d'Yvorne, elle appartient à la 2e phase de la glaciation de Würm, et les moraines du Bodan, peuvent être rapportées toutes à la glaciation de Würm principale. Ce sont les plus anciennes, donc les plus étalées, ne présentant pas cet aspect de crête si frappant dans les moraines de Hurden (Zurich) et de Melide (Lugano).

Conclusion. — Au point de vue morphologique, il apparaît que tous ou presque tous les lacs suisses, jurassiens et savoyards, — ceux du moins d'origine glaciaire, — sont constitués de même, en une série de cuvettes se succédant dans le sens de la longueur, séparés par des monticules immergés qui sont des moraines (« Mont », « Crêt », « Crête », « Berg »). Lorsque cette segmen-

¹) « Ueber die Kälterückfälle im Mai », *Abhandlungen des K. Preuss. Meteorolog. Instituts,* 1902, t. II, n° 3.

tation n'apparaît pas, c'est ou bien que le lac a déjà été remblayé et nivelé dans ses fonds devenus plans (Haut-Léman, Thun, Walensee, Bourget), ou bien que la cuvette doit son origine à un éboulement (Poschiavo, Klönthal, Brenets).

En ce qui touche la glaciologie, le grand intérêt de ces moraines immergées c'est que, contemporaines de celles du plateau, elles ont conservé leurs formes plus fraîches ; ce sont des édifices intacts, des vallums continus qui peuvent atteindre une centaine de mètres de haut, si l'on tient compte que le pied est enfoui. La crête même est intacte, tandis que les moraines émergées sont abrasées par l'érosion subaérienne. La succession des moraines de retrait, de 5 en 5 km. environ, le long du « Petit Lac » Léman, de demi en demi-kilomètre le long de Joux, indique que le nombre des stationnements du glacier a été infiniment plus grand qu'on ne pourrait se l'imaginer d'après les débris des moraines conservés sur le Plateau.

O. Lütschg (Berne). — *Les variations des glaciers d'Allalin et de Schwarzenberg.*

Les bassins que peuvent offrir nos vallées alpines n'ont d'intérêt pratique pour la création de réserves d'énergie que si de nouvelles crues glaciaires ne mettent pas ces installations en danger, c'est-à-dire si l'existence du lac artificiel ne paraît à vues humaines pas devoir être mises à question. La connaissance des conditions de la glaciation est donc un point important de l'étude d'un projet de cette nature ; citons, par exemple, la connaissance du glacier de l'Aar inférieur, en ce qui concerne les installations du Haut-Hasli ; du Giétroz pour l'entreprise de la Dranse en amont de Fionnay, enfin des glaciers d'Allalin et de Schwarzenberg pour l'entreprise du lac Mattmark.

Les glaciers d'Allalin et de Schwarzenberg, au fond de la vallée de Saas, sur le flanc oriental du puissant massif du Mont-Rose, barrent, en époque de maximum d'extension, si complètement la vallée, que les eaux de la Viège de Saas s'y rassemblent en deux lacs distincts, voire en un seul. Jadis, en effet, les deux glaciers interrompirent, dans certaines circonstances, le cours de la rivière; quand l'écoulement sous-glaciaire normal du cours d'eau se trouva barré par des éboulements de glace la Viège engendra le lac de Mattmark et de redoutables inondations s'ensuivirent.

Les deux glaciers ont les caractéristiques suivantes :

	Allalin	Schwarzenberg
Aire (1878-1879)	11,5 km^2	8,0 km^2
Longueur maximum	7,6 km	5,8 km
Rapport du collecteur au dissipateur (surface)	7,0	3,5

L'Allalin est orienté au NE, le Schwarzenberg au N, sensiblement.

Il est fait mention de ces glaciers dès 1589. Des dessins, des cartes et des portraits relatifs aux deux périodes de crues importantes du 19e siècle, dont les maxima tombent en 1820 et 1850, fournissent une image satisfaisante des conditions de la glaciation à ces époques. Le résultat essentiel est que le glacier de Schwarzenberg atteint son maximum d'expansion environ un lustre avant celui d'Allalin. Il existe une différence notable aussi dans la durée des maximums des deux glaciers : tandis que l'Allalin après le premier maximum reste 10 ans encore presque stationnaire, le Schwarzenberg se mit à reculer déjà deux ans après. On observe la même différence lors du second maximum ; mais les documents numériques manquent pour préciser davantage.

Il ressort nettement de ces deux crues que l'Allalin est un glacier très paresseux, le Schwarzenberg un glacier très mobile.

La comparaison du levé des deux cartes Dufour (1860) et Siegfried (1876-1809) confirme ces différences d'amplitude et de phase des oscillations des deux glaciers. On trouve :

Variation de la longueur :

	Allalin	Schwarzenberg
1860-1879	perte 320 m.	en perte 700 m.
1879-1900	perte 110 m.	gain 150 m.

Diminution de l'aire occupée par le glacier :

1859-1860	12,27 km²	9,44 km²
1878-1879	11,49 km²	7,98 km²
% de perte en 19 ans	6,4 %	15,5 %

L'état actuel confirme aussi cette différence d'allure des deux glaciers de la manière la plus frappante.

Vers 1850 leurs deux langues barraient encore la vallée ; à l'heure présente, tandis que le front de l'Allalin gît encore sur la rive gauche de la Viège, celui du Schwarzenberg s'est déjà retiré de quelque 1 km sur le flanc de la vallée.

Le collecteur large et peu déclive de l'Allalin est par 3000 m. d'altitude. Une barre rocheuse au milieu de son lit contrarie la sortie des masses accumulées dans le névé ; la configuration de ce bassin-collecteur est peu favorable à l'écoulement des glaces. Le pouvoir de rétention est grand ; le degré de rugosité du profil d'évacuation est important ; il ne peut être vaincu que par une accumulation nivale considérable.

Au glacier de Schwarzenberg le collecteur, plus déclive et aussi plus étroit, est à une altitude inférieure de 300 mètres. Les conditions d'écoulement sont beaucoup plus favorables ; aucun obstacle

ne le contrarie ; le degré de rugosité est moindre. C'est dire qu'au Schwarzenberg la configuration du collecteur facilite une évacuation rapide des masses glacées ; le pouvoir de rétention est moindre qu'à l'Allalin. A cela s'ajoute encore la différence des rapports d'aires du collecteur au dissipateur.

Les facteurs climatiques qui régissent l'ablation montrent également des différences considérables entre les deux appareils. Tandis que les névés de l'Allalin sont abrités par les hautes chaînes reliant le Fluchthorn au Rimpfischorn par le Strahlhorn, contre les vents du S et du SW, il en va autrement pour le Schwarzenberg. L'arête, orientée vers l'est, qui s'étend du Schwarzenberg-Weissthor au Monte-Moro est notablement plus basse ; formant en même temps partie du grand versant méridional du massif du Mont-Rose vers le val d'Anza elle donne accès au fœhn. Le glacier de Schwarzenberg se trouve donc exposé aux vents chauds du sud. Il s'ensuit moins de continuité dans la glaciation, partant plus de mobilité, et pour l'ablation une emprise augmentée.

De tout ceci ressort nettement que les conditions de variation de deux glaciers doivent être essentiellement différentes.

Le Dr NIETHAMMER (Bâle), au nom de la Commission géodésique suisse, a démontré encore l'installation temporaire faite dans les sous-sols du bâtiment scolaire de Schuls pour la mesure de g par les oscillations du pendule.

COMPTE-RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DE CHIMIE

Séance du 15 janvier 1915.

L. Pelet et Jean Wolff. Recherches sur l'absorption et la fixation de divers colorants basiques sur les différentes fibres végétales, animales et artificielles. — Kehrmann et Dizerens. Etudes sur l'oxydation de la thiodiphénylamine et de son dérivé 3-6-diméthylé.

L. Pelet et Jean Wolff. — *Recherches sur l'absorption et la fixation de divers colorants basiques sur les différentes fibres végétales, animales et artificielles.*

Les quantités de colorants fixés ne sont pas fonctions du poids moléculaire.

Kehrmann et Dizerens. — *Etudes sur l'oxydation de la thiodiphénylamine et de son dérivé 3-6-diméthylé.*

Les résultats de cette recherche qui n'est pas encore achevée seront publiés ailleurs.

Séance du 12 mars.

F. Kehrmann. Etude des rapports sur la couleur et la constitution des sels des azoïques.

F. Kehrmann. — *Etude des rapports sur la couleur et la constitution des sels des azoïques.*

L'auteur a constaté, entre autres, que l'azobenzène fournit avec l'acide sulfurique deux séries de sels, tandis que l'amino-azobenzène en donne trois et la chrysoïdine — peut-être — quatre qui tous diffèrent considérablement quant à leurs propriétés optiques. L'auteur se propose de publier sous peu les résultats in-extenso.

Séance du 11 février 1916.

F. Kehrmann et Hempel. Etude d'une chloro-toluquinone-oxine. — F. Kehrmann, A. Robert et M. Sandoz. Préparation et étude spectroscopique d'un certain nombre de dérivés phénylés du bleu de méthylène. — J. Amann. A propos de la réaction d'Abderhalden.

F. Kehrmann et Hempel. — *Etude d'une chloro-toluquinone-oxime.*

En additionnant du chlore au nitroso-o-crésol, puis en éliminant de cette combinaison de l'acide chlorhydrique, Olivieri et Tortorici (Gazz. chim. Ital. 57 II, 579) ont obtenu une chlor-toluquinone-oxime.

Ce corps a été réduit en aminochlorocrésol puis celui-ci oxydé en meta-chloro-toluquinone. Par ce procédé les auteurs ont démontré que la réaction des chimistes italiens correspond à l'équation suivante :

```
     O                        O                          O
     ‖                  H     ‖                          ‖
 H /   \ CH3            Cl — /  \ CH3              Cl /   \ CH3
  |     ‖     + Cl2  =      |    ‖      - HCl  =     ‖     ‖
 H \   / H              H — \  / H                  H \   / H
     ‖                  Cl    ‖                          ‖
    NOH                      NOH                        NOH
```

La chloro-toluquinone-oxime d'Olivieri et Tortorici est identique à la monoxime de la méta-chloro-toluquinone récemment décrite par Kehrmann et Facchinetti (Ber. d. d. chem. Ges. 48, 2021 (1915)).

F. Kehrmann, A. Robert et M. Sandoz. — *Préparation et étude spectroscopique d'un certain nombre de dérivés phénylés du bleu de méthylène.*

Les résultats, impossibles à résumer brièvement, seront prochainement publiés in extenso.

J. Amann. — *A propos de la réaction d'Abderhalden.*

En vue de trouver un succédané du toluène l'auteur a fait des essais avec le xylène, le chloroforme et le thymol sans obtenir de résultats favorables. On peut économiser le toluène en employant de l'eau distillée et stérilisée saturée de toluène. L'évaporation pendant la dialyse sera empêchée en opérant en vase clos.

La viscosimétrie paraît, dans certains cas, pouvoir être em-

ployée à côté de réactions chimiques et du dosage de l'azote comme moyen de contrôle du résultat de réaction. Les produits dialysables provenant de la désintégration de l'albumine spécifique par le sérum actif augmentant la viscocité du dialysat.

L'auteur présente une réaction positive obtenue avec le pancréas (organe sain) dans un cas d'atrophie du pancréas chez un jeune garçon. Ce cas sera décrit ailleurs avec les détails cliniques.

Séance du 8 juin.

F. Kehrmann et A. Robert. Action des amines de la série grasse sur les sels de phénazthionium et en particulier sur le perbromure. — F. Kehrmann et Danecki. Observation sur les sels de phényl-acridine. — P. Dutoit. Microdosage de quelques éléments des liquides physiologiques.

F. Kehrmann et A. Robert. — *Action des amines de la série grasse sur les sels de phénazthionium et en particulier sur le perbromure.* (Suite d'un travail publié *Ber. d. d. chem. Ges.* 49,53 [1916]).

L'action modérée de la diméthylamine sur ce perbromure donne en premier lieu naissance au diméthyl-amino-phénazthionium : Form. I. Les produits accessoires en très faible quantité sont 1° le dérivé monométhylé formé par oxydation du premier, 2° la phénazthione, 3° un dérivé monobromé de ce dernier composé.

La diéthylamine, dans les mêmes conditions fournit 1° du bleu de méthylène tetra-éthylé ; Form. II. 2° le dérivé diéthylaminé : Form. III. 3° de la phénazthione : Form. IV. 4° quelques autres produits qui ne sont pas encore suffisamment caractérisés.

$(CH_3)_2N-$ … N … S–Ac

I

$(C_2H_5)_2N-$ … N … S–Ac … $-N(C_2H_5)_2$

II

$(C_2H_5)_2N-$ … N … S–Ac

III

O= … N … S

IV

F. Kehrmann et Danecki. — *Observation sur les sels de phényl-acridine.*

Selon Hantzsch ces sels se rencontrent en trois modifications chromoisomères, rouge, verte et brune. Les auteurs ont constaté que ces colorations proviennent, en réalité, d'une impureté éliminable au moyen du charbon animal. La faible couleur de la phényl-acridine est jaune-soufre très clair, sa solution alcoolique présente une fluorescence bleu-violacée. Ses sels sont jaune clair à jaune-or.

P. Dutoit. — *Microdosage de quelques éléments des liquides physiologiques* (en collaboration avec Duboux, Lévy, Uhlmann et Mlle Thilot).

Ces dosages ont été exécutés par application de la volumétrie physico-chimique. Les *chlorures* se dosent à 1 °/₀ près dans tous les liquides physiologiques en utilisant 0,05 à 0,1 cc. de ce liquide. Les *sulfates* et les *sulfo-éthers* sont dosés dans l'urine avec une précision de 1 à 3 °/₀ en partant de 2 cc.

L'*acide phosphorique*, la *potasse* et le *fer* contenus dans le sang peuvent être dosés avec exactitude en soumettant à l'analyse les cendres de 1 cc. de sang.

Les *albumines* du sang et du sérum sanguin peuvent être déterminées, à 1 à 2 °/₀ près, en partant de 0,1 cc.

Tous ces dosages ont été effectués en utilisant les conductibilités électriques comme indicateurs de fin de réaction.

La méthode des différences de potentiel permet d'obtenir les iodures et, dans certains cas, l'acide urique et cela en partant aussi de 1 à 2 cc. de sang.

Quelques autres micro-analyses sont encore à l'étude ; celles p. ex. de l'*acide lactique*, de la *chaux*, de l'*alcalinité totale*, etc. L'ensemble de ces recherches qui ont duré quelques années feront prochainement l'objet d'une publication détaillée.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

CHIMIE

F. Kehrmann. — Sur les matières colorantes du groupe du bleu méthylène. Préparation du Bleu méthylène comme expérience de cours. *Ber. d. D. chem. Ges.* (1916), t. 49, p. 53; Lausanne, Labor. de chimie organique de l'Université.

L'auteur a décrit précédemment un perbromure de phenazthionium qui sous l'influence de la diméthylamine se transforme d'une manière nette en bromure du bleu méthylène.

Cette réaction peut être utilisée comme expérience de cours, en opérant comme suit : on dissout 1-2 gr. de thiodiphénylamine dans de l'acide acétique à chaud, puis on ajoute une solution de brome à 5 % dans le même acide, en refroidissant et agitant, jusqu'à ce que le précipité vert olive foncé du bromure semi-quinoïdique devienne rouge-brun et cristallise. Cette opération dure une à deux minutes, on filtre, on lave à l'éther, puis on met en suspension ce précipité dans l'alcool (50 cc.) à 96 % et on ajoute immédiatement une solution alcoolique de diméthylamine, jusqu'à ce que le liquide dégage l'odeur de cette substance. Le perbromure disparaît rapidement et la solution se colore d'abord en vert foncé, puis en bleu ; peu après, le colorant se dépose à l'état cristallisé. L'expérience totale dure dix minutes et le rendement est presque quantitatif.

W. Mosimann et J. Tambor. — Essais de synthèse de la naringénine. (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. IL (1916), p. 1700 à 1704; Université de Berne.)

La naringine, glycoside des fleurs du *Citrus decumana L* se scinde par hydrolyse en rhamnose, dextrose et naringénine, il

est probable d'après les recherches de F. Tutin que la naringénine est constituée par la tetraoxy- 2'. 4'. 6'. 4-chalkone et il a paru intéressant aux auteurs d'en essayer la synthèse pour justifier l'hypothèse de Tutin. Ils ont essayé à cet effet, mais sans succès, de condenser l'acetophloroglucine avec l'aldéhyde-p-oxybenzoïque ; une autre voie se présentait pour arriver au but, consistant à préparer par condensation des éthers de la tetraoxychalkone et à éliminer les groupes alcoyles. Les essais n'ont pas permis encore aux auteurs de réaliser leur projet mais ils décrivent un certain nombre d'éthers et de dérivés de la tetra-oxy-chalkone qui jusqu'à présent ont résisté à la désalcoylation.

F. Kehrmann et A. Danecki. — Sur la « chromoisomérie » des sels de la phényl-9-acridine. Communication préliminaire sur la chromoisomérie des combinaisons « oniums ». (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. IL (1916), p. 1338 à 1441 ; laboratoire de chimie organique de l'Université de Lausanne.)

Dans ce mémoire les auteurs réfutent, avec expériences à l'appui, les hypothèses de Hantzsch, attribuant à une chromoisomérie la cause des diverses colorations des sels colorés de la phényl-9-acridine et du méthyl-phényl-acridinium et démontrent que ces différences de coloration proviennent d'impuretés fortement colorées qui peuvent être éloignées sans grande difficulté par un traitement énergique avec du noir animal.

J. Tambor. — Contribution a la connaissance des oxy-chalkones. (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. IL (1916), p. 1704 à 1711 ; Université de Berne.)

Le groupe des oxy-chalkones étudié déjà par von Kostanecki et ses élèves, présente toujours de l'intérêt car des recherches nouvelles faites par divers savants ont montré que quelques couleurs végétales ou leurs dérivés appartiennent à ce groupe, comme par exemple la butéine, la matière colorante rouge orange des fleurs du *Butea frondosa* et l'hespéritine, produit de scission du gluco-

side l'hesperidine. En outre les oxy-chalkones peuvent être transformées en oxy-flavones et en oxy-flavonols dont quelques-uns se sont montrés identiques à des matières colorantes végétales jaunes telles que la chrysine, l'apigénine, la lutéoline, la fisétine, la quercitine, le morin. C'est ce qui a engagé l'auteur à préparer quelques nouveaux produits de cette série et à étudier plus particulièrement avec A. Eckmann la *trioxy-2'. 4'. 3-chalkone* et avec H. Berner la *trioxy-2'. 4'. 4-chalkone* ainsi que leurs dérivés et produits de transformation, tels que les *flavones* et *flavonones* correspondantes.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE NOVEMBRE 1916

Le 1, rosée matin et soir.
2, forte rosée le matin, pluie de 1 h. 10 à 10 h. du soir et dans la nuit.
3, forte rosée le soir.
4, pluie de 7 h. à 9 h. du matin, rosée le soir, pluie dans la nuit.
5, pluie de 7 h, du matin à 3 h. du soir, orage à 3 h. et pluie dans la nuit.
6, pluie de 7 h. à 9 h. du matin, de 1 h. 30 à 2 h. et de 3 à 4 h. du soir.
7, forte gelée blanche le matin, brouillard enveloppant à 7 h. 30 du matin, pluie de 7 h. à 10 h. du soir et dans le nuit.
8, pluie de 7 h. à 10 h. 30 du matin, de 2 h. 40 à 5 h., de 7 h. 30 à 9 h. 30 du soir et dans la nuit, orages à 10 h. 10 du matin et à 3 h. 30 du soir.
9, petite pluie à 3 h 30 du soir, forte bise depuis 6 h. du soir.
les 10 et 11, forte bise toute la journée.
le 15, très forte bise toute la journée.
17, neige de 7 h. 10 à 10 h. du soir, pluie et neige dans la nuit, hauteur de la neige 6 cm.
18, pluie de 7 h. du matin à 10 h. du soir et dans la nuit.
De 2 h. 30 de l'après-midi à 2 h. 30 du matin, le baromètre s'est maintenu au-dessous de 700 mm. ce qui était le record à Genève (2 Février 1912). Dans ses oscillations assez marquées pendant cette période de 12 h, le baromètre a atteint *le minimum absolu de 697 mm. 8 à 10 h. du soir.*
19, pluie de 9 h. à 10 h. du matin et de 3 h. à 7 h. du soir,
20, gelée blanche le matin, pluie dans la nuit.
21, pluie de 7 h, du matin à 2 h. du soir.
22, pluie et grésil de 2 h. 25 à 3 h. 15 du soir, arc-en-ciel à 2 h. 35.
23, forte gelée blanche le matin, forte bise de 10 h. du matin à 8 h. du soir.
24, forte gelée blanche matin et soir.
25, forte gelée blanche le matin, pluie de 9 h. 45 à 10 h. du soir et dans la nuit.
les 27, 28 et 30, gelée blanche le matin.

Hauteur totale de la neige : 6 cm. tombés en 1 jour.

GENÈVE — NOVEMBRE 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	Nébulosité 1 h.	Nébulosité 9 h.	Nébulosité Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Pluie Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	32.2	31.2	29.7	31.33	+ 5.17	29.4	32.9	N. 0	N. 1	SW. 0	var.	2.5	3	5	2	6	5.1	....	....
2	28.4	27.4	27.5	27.87	+ 1.71	26.2	29 4	E. 0	N. 1	W. 0	calme	0.8	7	10	10	9	0.9	21.0	13
3	27.3	24.2	23.2	25 60	- 0.55	22.6	29.6	S. 0	NNE. 1	WSW. 0	calme	1.1	2	8	0	4	4.5	....	....
4	22.7	20.2	16.2	20.11	- 6.05	14.8	22.8	SW. 0	N. 0	SSW. 0	calme	0.8	10	7	8	7	2.8	9.4	7
5	14.2	15.7	17.0	15.01	-11.15	12.2	17.4	NW. 0	SW. 1	S. 0	calme	1.5	10	10	10	9	0.9	29.2	11
6	20.1	22.6	26.5	22.07	- 4 09	17.4	26.5	SW. 2	S. 1	NW. 1	var.	1 8	10	9	1	6	0.2	2.0	4
7	23.2	20.7	19.1	21.54	- 4.63	18.2	25.8	SW. 0	N. 0	S. 0	calme	1.3	3	8	10	7	1.7	8.6	9
8	14.8	15.9	19.1	16.69	- 9.49	14.8	20.2	SE. 1	E. 1	SW. 0	SE. 1	3.8	10	8	10	9	0.0	21.0	10
9	21.0	22.6	26.8	22.84	- 3 35	20.1	27.2	SW. 1	NE. 1	N. 2	NE. 1	3.4	7	4	9	7	4.1	....	....
10	28.7	30.6	33.8	30 45	+ 4.25	27.1	34.2	NNE. 2	NNE. 3	N. 2	NNE. 3	24.3	7	6	10	8	3.9	....	....
11	35.3	35.0	34.7	34.89	+ 8.68	34.1	35.6	NNE. 2	N. 2	NNE. 2	NNE. 1	8.7	10	10	10	10	0.0	....	....
12	33.9	32.8	32.7	33.36	+ 7.14	32.3	34.6	NE. 1	NNE. 2	NNE. 2	NNE. 1	7.3	10	10	10	10	0.0	....	....
13	31.7	31.0	31.6	31.52	+ 5.28	30.7	32.2	NNE. 1	N. 1	NNE. 1	NNE. 1	4.2	10	10	10	10	0.0	....	....
14	31.1	29.4	28.6	30.01	+ 3.76	28.0	31.5	NE. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	8.4	10	9	10	10	0.2	....	....
15	26.8	26.9	28.1	27.30	+ 1.03	26.2	28.4	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 3	**33.8**	9	1	2	4	**6.3**	....	....
16	27.4	26.6	26.0	26.85	+ 0.56	25.4	28.1	NNE . 2	NNE. 1	SSW. 1	NNE. 1	10.4	5	1	8	5	4.9	....	...
17	23.8	20.5	714.9	20.73	- 5 58	712.2	25.4	SW. 1	NNE. 1	SW. 1	SW. 1	1.9	8	8	0	5	0.8	....	....
18	5.4	0.1	698.2	**3.09**	**-23.25**	**697.8**	12.2	W. 1	SW. 1	SE. 1	calme	1.1	0	9	10	7	1.5	15.7	12
19	2.8	5.4	709.6	5.05	-21.31	698.4	10.4	SW. 2	SSW. 2	NNW. 1	SW. 2	14.2	10	10	10	10	0.0	**41.5**	**18**
20	13.3	14.6	14.2	13 48	-12.91	710.4	15.0	SW. 1	NNE. 1	SSW. 1	SW. 1	2.2	8	9	2	7	2.3	1.9	5
21	13.9	15.7	18.9	15.67	-10.74	13.3	19.4	NE. 1	S. 1	SW. 1	var.	3.6	5	9	10	8	4.0	1.0	2
22	21.6	24.1	30.1	24.29	- 2.15	19.4	31.2	SSE. 1	SSW. 1	SSE. 1	SE. 1	3.2	10	10	9	9	0.0	3.9	7
23	34.3	35.3	36.7	34.83	+ 8.36	31.2	36.9	NNE. 1	NNE. 2	NE. 1	NNE. 2	16.3	9	3	0	6	2.6	0.5	1
24	37.1	35.9	36.6	**36.62**	**+10 12**	35.5	**37.5**	SE. 1	NNE. 1	S. 1	calme	1.6	0	0	0	0	6 0	....	....
25	34.2	30.5	23.2	30.63	+ 4.10	21.9	36.3	SSE. 1	SW. 1	SSW. 1	calme	0.8	9	0	0	3	**6.3**	....	....
26	22.1	22.0	20.7	21.69	- 4.88	20.3	23.6	SSW. 1	WSW. 1	SW. 1	SW. 1	9.8	10	9	10	9	0.0	15.1	9
27	21.8	24.2	29.3	24.20	- 2.40	20.1	30.5	SE. 1	NNE. 1	E. 1	var.	3 6	9	9	0	8	0.6	....	....
28	32.2	33.1	34.9	33.00	+ 6.36	30.5	35 8	NE. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	7.5	8	7	0	5	4.0	....	....
29	36.1	35.2	33.7	35.13	+ 8.46	33.1	36.6	E. 1	NNE. 1	SW. 1	var.	2.1	9	9	9	9	0.7	....	....
30	31.9	31.6	31.3	31.84	+ 5.13	30.8	33.1	SW. 1	SE. 1	SE. 1	calme	0.8	9	1	0	3	5.4	....	....
													10	9	10	10	0.0	....	....
Mois	24.97	24.70	25.09	24.92	- 0.93							6.09	7.6	6 9	6.0	7.0	69.7	170.8	108

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation 1 h.	Fraction de saturation 9 h.	Fraction de saturation Moyenne 8 Obs.	Fraction de saturation Ecart av. la norm.	Fraction de saturation Min.	Fraction de saturation Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+ 8.8	+13.4	+ 9.3	**+10.98**	**+ 4.01**	+ 8.0	**15.6**	89	73	96	85	+ 2	71	97	10.5	- 1 2	1745
2	6.5	12.6	11.5	9 55	+ 2.76	6.0	14.8	95	71	90	90	+ 7	70	97	10.7	- 0.8	1715
3	6.4	11.8	7.2	9.11	+ 2.50	6.0	14.8	97	74	92	87	+ 4	62	98	11.0	- 0.4	1805
4	4.0	12.2	8.3	7.24	+ 0 80	2.6	12.9	97	83	93	92	+ 8	80	97	11.0	- 0.3	1740
5	9.8	8.7	7.6	8.44	+ 2.18	6.5	10.4	99	98	89	94	+10	78	100	—	—	1755
6	6.8	10.2	5.5	7.41	+ 1.32	+ 4.7	10.6	91	74	90	81	- 3	72	94	10.7	- 0.3	1835
7	0.0	8.8	8.2	5.45	- 0 47	- 0.8	9.8	96	73	86	84	0	66	97	10.7	- 0.2	1755
8	9.6	10.0	6.6	8.29	+ 2.55	+ 5.8	10.9	95	84	95	93	+ 9	81	98	11.0	+ 0.3	1815
9	5.6	9.5	7.9	7.77	+ 2.20	5.0	10.6	88	55	66	71	-10	53	94	10.3	- 0.3	1880
10	7.8	9.6	8.7	8 60	+ 3 20	6.8	10.2	71	66	73	72	-12	63	81	10.2	- 0.3	1840
11	8.2	8.8	8.3	8.39	+ 3.15	7.5	9.0	78	73	74	75	- 9	71	82	10.5	+ 0.2	1835
12	7.4	7.5	7.1	7.44	+ 2.37	6.3	8.5	80	78	80	78	- 6	72	83	—	—	1800
13	6.1	8.1	9 1	7.60	+ 2.69	5.5	10.0	85	81	87	84	0	78	92	10.2	+ 0.1	1790
14	5.4	10 5	8.2	8.65	+ 3.91	4.8	13.0	91	78	81	82	- 2	62	95	10.7	+ 0.7	1775
15	4.8	6.4	+ 3.2	5.30	+ 0.72	+ 2.4	7.8	74	60	69	**67**	**-17**	57	80	9.7	- 0.1	1785
16	+ 0.6	2.7	- 0.3	+ 1.40	- 3.02	- 2.2	3.8	71	56	65	68	-16	51	80	9.7	0.0	1790
17	- 4.4	1.7	- 0.1	**- 0.71**	**- 4.97**	**- 5.2**	2.0	86	68	98	81	- 3	65	100	9.7	+ 0.1	1740
18	0.0	0.4	+ 1.5	+ 0.39	- 3.71	- 0.9	2.2	99	93	96	**96**	**+12**	87	100	10.2	+ 0.8	1770
19	+ 7.3	9.4	7 0	7.31	+ 3.36	+ 4.8	11.0	70	54	66	72	-12	48	100	—	—	1735
20	2.9	8.8	5.2	5.74	+ 1.95	2.0	10.6	82	52	87	73	-11	**47**	88	9.7	+ 0.5	1805
21	4.6	5.8	5.5	5.21	+ 1.57	3.8	6 3	90	88	77	87	+ 3	75	96	9.5	+ 0.4	1765
22	3.3	9.8	2.2	4 51	+ 1.02	1.2	10.5	89	56	96	83	- 1	52	98	9.7	+ 0.7	1760
23	+ 3.2	6.2	+ 2.4	4.03	+ 0.69	+ 1.0	6.7	83	56	86	74	-11	55	90	9.8	+ 0.9	1765
24	- 1.8	+ 4.0	- 0.6	+ 0.81	- 2.39	- 2.8	5.6	88	70	92	81	- 4	62	94	9.5	+ 0.8	1770
25	- 3.0	- 0.2	+ 2.1	- 0.65	- 3.71	- 4.0	10.2	98	97	92	**96**	+11	53	100	8.8	+ 0.2	1730
26	+ 4.8	+ 6.6	1.9	+ 5.20	+ 2.28	+ 1.2	7.3	75	60	87	76	- 9	57	93	—	—	1725
27	- 0.3	4.9	2.3	2.54	- 0.24	- 1 5	6.2	87	69	80	79	- 6	61	92	8.9	+ 0.5	1720
28	+ 1.6	4.4	+ 3.4	2.64	0.00	- 0 8	4.6	74	65	64	70	-15	60	86	9.0	+ 0.7	1730
29	- 0.4	3.6	- 0.3	1.36	- 1.15	- 1.5	4.8	85	70	90	79	- 6	64	95	8.9	+ 0.7	1715
30	- 0.5	+ 2.0	+ 0.9	+ 0.41	- 1.97	- 2.5	2.4	91	85	96	91	+ 6	84	98	8.9	+ 0.8	1720
Mois	+ 3.84	+ 7.27	+ 4.99	+ 5.35	+ 0.80	+2.32	8.77	87	72	84	81	- 2			9.98	-0.35	1770

MOYENNES DE GENÈVE — NOVEMBRE 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	23.57	23.20	23.26	23.59	23.12	22.90	23.35	23.82	23.35
2e »	23.39	23.26	23.15	23.28	22.23	21.89	22.11	21.71	22.63
3e »	27.94	28.07	28.51	29.39	28.75	28.70	29.32	29.64	28.79
Mois	24.97	24.84	24.97	25.42	24.70	24.50	24.93	25.06	24.92

Température

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 6.85	+ 6.70	+ 6.53	+ 9.21	+10.68	+ 9.74	+ 8.66	+ 7.90	+ 8.28
2e »	4.90	4.25	3.83	5.20	6.43	6.32	5.58	4.69	5.15
3e »	2.17	1.40	1.15	2.73	4.71	4.24	2.71	1.74	2.61
Mois	+ 4.64	+ 4.12	+ 3.84	+ 5.71	+ 7.27	+ 6.77	+ 5.65	+ 4.78	+ 5.35

Fraction de saturation en %

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	90	90	92	85	75	77	85	87	85
2e »	81	83	82	76	69	72	77	81	77
3e »	85	88	86	79	72	74	81	88	82
Mois	85	87	87	80	72	74	81	85	81

Dans ce mois l'air a été calme 300 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{107}{56} = 1.91$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique	24.92
Nébulosité	6.8
Température $\frac{7+1+9}{3}$	+ 5.37
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$	+ 5.27
Fraction de saturation	81 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875)	725.85
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	7.8
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	74.0
Nombre de jours de pluie. (id.).	11
Température moyenne... (id.).	+ 4°.55
Fraction de saturat. (1849-1875).	83 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	194.5	187.2	169.1	161.7	192.9	172.0	174.5

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	163.2	170.8	156.7	159.3	159.3	170.8

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE NOVEMBRE 1916

Les 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 17, 18, 20, 21, 22, 25 et 26 neige.
4, 9 et 14 brouillard toute la journée.
3, 5, 10, 15, 21, 22 et 26 brouillard une partie de la journée.
1, 2, 3, 4, 5, 17, 18, 20, 25 et 28 vent très fort.
9, 21 et 22 très forte bise.
le 5 fréquents éclairs dans la soirée.

GRAND SAINT-BERNARD – NOVEMBRE 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Vent Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	70.4	70.4	70.1	70.3	+ 7.0	70.0	70.6	SW. 2	SW. 1	SW. 4	SW. 2	3	2	1	2	....	....
2	68.7	68.1	67.0	67.9	+ 4.7	66.6	70.0	SW. 2	SW. 0	SW. 3	SW. 2	0	10	8	6	11.0	15
3	66.0	65.5	65.2	65.6	+ 2.4	65.0	66.6	NE. 1	SW. 0	SW. 4	SW. 2	0	2	10	4	1.6	1
4	63.8	63.2	61.5	62.8	− 0.3	60.5	65.0	SW. 4	SW. 3	SW. 5	SW. 4	10	10	10	10	20.0	16
5	59.0	55.1	56.3	56.8	− 6.2	54.6	60.5	SW. 4	SW. 3	SW. 2	SW. 3	10	10	10	10	4.0	5
6	57.6	59.4	61.8	59.6	− 3.4	56.8	61.9	NE. 0	SW. 0	SW. 0	calme	4	10	10	8	4.0	7
7	62.2	62.3	57.5	60.7	− 2.2	56.8	62.6	NE. 2	SW. 2	SW. 1	SW. 1	0	3	10	4	12.0	14
8	56.4	55.5	56.2	56.0	− 6.9	55.1	56.8	SW. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	7	10	10	9	**26.0**	**35**
9	56.5	57.4	60.2	58.0	− 4.8	56.2	60.7	NE. 2	NE. 4	NE. 5	NE. 4	10	10	10	10	4.8	5
10	63.6	67.0	70.5	67.0	+ 4.3	60.7	71.4	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	10	10	6	9	0.3	....
11	71.2	71.4	71.7	**71.4**	+ 8.7	71.0	71.8	SW. 0	SW. 2	NE. 1	SW. 1	1	1	0	1	....	....
12	70.3	70.0	69.8	70.0	+ 7.4	69.6	71.4	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
13	68.2	68.1	68.5	68.3	+ 5.7	68.0	69.6	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	1	4	1	2	....	....
14	66.7	65.3	64.0	65.3	+ 2.8	63.0	68.4	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	....	....
15	60.3	61.0	61.1	60.8	− 1.7	60.1	63.0	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	10	0	7	....	....
16	58.8	58.3	58.2	58.4	− 4.0	57.9	61.0	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	0	0	0	0	....	....
17	57.0	56.0	52.6	55.2	− 7.2	52.0	57.9	NE. 0	SW. 1	SW. 4	SW. 2	0	3	10	4	17.0	30
18	49.1	45.3	41.6	**45.3**	− **17.1**	41.0	52.0	SW. 3	SW. 2	SW. 3	SW. 3	10	9	10	10	9.3	15
19	44.2	46.3	49.9	46.8	− 15.5	**40.8**	50.8	SW. 1	SW. 0	SW. 1	SW. 1	8	10	1	6	0.1	....
20	54.6	54.2	51.7	53.5	− 8.8	50.8	54.8	SW. 1	SW. 2	SW. 4	SW. 2	10	10	10	10	19.8	20
21	49.8	51.1	54.0	51.6	− 10.7	49.3	54.4	NE. 3	NE. 4	NE. 5	NE. 4	10	10	10	10	8.5	14
22	55.1	57.7	62.0	58.3	− 3.9	54.4	62.7	NE. 0	NE. 1	NE. 4	NE. 2	10	10	3	8	1.2	2
23	66.1	67.5	70.0	67.9	+ 5.7	62.7	70.4	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	0	0	0	....	....
24	71.1	71.1	72.0	**71.4**	+ **9.3**	70.2	**72.1**	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
25	70.0	67.0	64.8	67.3	+ 5.2	63.7	71.2	NE. 0	SW. 1	SW. 3	SW. 2	0	2	2	1	4.2	6
26	58.2	56.3	55.0	56.5	− 5.6	54.8	63.7	SW. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	4.6	5
27	55.2	57.4	61.8	58.1	− 4.0	54.4	62.6	NE. 1	NE. 1	SW. 1	NE. 1	10	0	0	3	....	....
28	64.4	66.0	67.5	66.0	+ 4.0	62.6	67.9	NE. 1	SW. 1	SW. 3	SW. 2	4	2	0	2	....	....
29	69.3	69.3	69.1	69.2	+ 7.2	67.9	69.6	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	0	0	0	0	....	....
30	68.1	69.2	68.0	68.4	+ 6.4	67.8	69.3	SW. 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	5	6	0	4	....	....
Mois	61.73	61.75	61.99	61.82	− 0.21							5.1	5.8	5.1	5.3	148.4	190

GRAND SAINT-BERNARD — NOVEMBRE 1916

Jour du mois	Température 7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	- 1.5	+ 1.2	- 1.6	- 0.6	+ 2.5	- 1.6	+ 1.7	61	75	90	75	50	92
2	- 2.2	+ 1.4	- 1.0	- 0.6	+ 2.7	- 3.0	+ 2.1	85	73	90	83	66	98
3	- 1.7	- 1.3	- 2.4	- 1.8	+ 1.6	- 3.0	- 0.9	77	85	95	86	72	100
4	- 1.6	- 1.2	- 1.3	- 1.4	+ 2.2	- 2.5	- 1.0	97	98	98	**98**	97	100
5	- 1.7	0.0	- 2.6	- 1.4	+ 2.3	- 2.8	+ 0.5	98	98	96	97	93	100
6	- 2.8	- 1.6	- 5.3	- 3.2	+ 0.7	- 6.9	- 1.3	92	94	92	93	90	97
7	- 9.4	- 5.0	- 6.0	- 6.8	- 2.8	- 10.0	- 4.6	77	75	97	83	71	98
8	- 5.4	- 2.8	- 4.8	- 4.3	- 0.2	- 6.3	- 1.9	93	95	95	94	91	97
9	- 6.8	- 4.8	- 7.6	- 6.4	- 2.2	- 8.0	- 4.6	94	92	90	92	90	95
10	- 7.2	- 0.4	- 1.4	- 3.0	+ 1.4	- 7.9	- 0.4	91	96	89	92	87	98
11	- 2.0	+ 0.2	- 1.1	- 1.0	+ 3.5	- 2.2	+ 0.4	80	81	85	82	76	87
12	- 0.7	2.8	+ 1.8	+ **1.3**	+ **5.9**	- 1.7	**4.0**	62	54	61	59	47	76
13	- 0.4	+ 1.6	- 2.0	- 0.3	+ 4.5	- 2.5	+ 1.8	56	66	77	66	43	77
14	- 3.4	- 1.7	- 4.7	- 3.3	+ 1.6	- 6.0	- 1.5	98	96	95	96	76	98
15	- 8.0	- 6.3	- 9.7	- 8.0	- 3.0	- 9.8	- 4.7	94	90	76	87	45	96
16	- 12.0	- 9.6	- 12.6	- 11.4	- 6.3	- 13.2	- 9.2	55	57	48	53	30	95
17	- 12.8	- 8.0	- 11.8	- 10.9	- 5.6	- 13.5	- 7.1	34	37	95	55	28	96
18	- 14.6	- 12.9	- 9.6	- **12.3**	- **6.9**	- **14.8**	- 9.0	94	94	96	95	90	96
19	- 7.2	- 6.5	- 9.5	- 7.7	- 2.2	- 9.8	- 6.1	96	93	75	88	68	97
20	- 9.2	- 6.8	- 7.2	- 7.7	- 2.1	- 9.3	- 6.6	92	87	95	91	79	96
21	- 7.8	- 6.7	- 8.7	- 7.7	- 2.0	- 9.0	- 6.5	95	94	95	95	92	96
22	- 10.3	- 8.1	- 10.4	- 9.6	- 3.8	- 10.5	- 7.6	94	93	92	93	92	96
23	- 12.0	- 8.7	- 7.7	- 9.5	- 3.6	- 12.2	- 6.7	93	86	45	75	32	95
24	- 5.5	- 1.6	- 5.0	- 4.0	+ 2.0	- 6.7	- 1.0	36	37	35	**36**	**27**	40
25	- 4.6	- 2.4	- 5.2	- 4.0	+ 2.1	- 5.4	- 2.2	38	53	70	54	28	94
26	- 5.4	- 7.0	- 10.1	- 7.5	- 1.3	- 10.4	- 5.0	99	94	95	96	94	99
27	- 12.7	- 11.2	- 12.9	- **12.3**	- 6.0	- 13.2	- 10.4	93	88	65	82	56	95
28	- 10.4	- 7.3	- 8.0	- 8.6	- 2.2	- 11.8	- 7.0	43	32	54	43	29	71
29	- 7.6	- 5.8	- 6.6	- 6.7	- 0.2	- 8.6	- 5.0	81	70	80	77	65	84
30	- 3.7	- 3.9	- 5.9	- 4.5	+ 2.1	- 6.8	- 3.4	57	87	90	78	54	93
Mois	- 6.35	- 4.15	- 6.03	- 5.51	- 0.21	- 7.65	- 3.44	78	79	82	80		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — NOVEMBRE 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	62.42	62.39	62.63	62.48	86	88	93	89
2e »	60.04	59.59	58.91	59.51	76	75	80	77
3e »	62.73	63.26	64.42	63.47	73	73	72	73
Mois	61.73	61.75	61.99	61.82	78	79	82	80

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 4.03	— 1.45	— 3.40	— 2.96	— 3.07
2e »	— 7.03	— 4.72	— 6.64	— 6.13	— 6.26
3e »	— 8.00	— 6.27	— 8.05	— 7.44	— 7.59
Mois	— 6.35	— 4.15	— 6.03	— 5.51	— 5.64

Dans ce mois l'air a été calme 267 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{52}{79} = 0.66$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	56.6	66.2	53.6	148.4
Neige en centimètres....	—	—	36	190

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

TABLE DES MATIÈRES

CONTENUES DANS LE TOME QUARANTE-DEUXIÈME

(4me PÉRIODE)

1916 — Nos 7 à 12

Pages

Compte rendu de la séance de la Société suisse de physique du 8 août 1916, à Schuls

Compte rendu de la séance de fondation de la Société suisse de géophysique, tenue à Schuls le 8 août 1916

Compte rendu de la séance de la Société suisse de chimie du 8 août 1916, à Schuls

Pages

Compte rendu des séances de la Société de physique et d'histoire naturelle de Genève

Compte rendu des séances de la Société vaudoise des Sciences naturelles, à Lausanne

Compte rendu des séances de la Société de Chimie de Genève

Compte rendu des séances de la Société vaudoise de chimie

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

CHIMIE

GÉOLOGIE

MINÉRALOGIE

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

faites à Genève et au Grand Saint-Bernard

TABLE DES AUTEURS

POUR LES

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

SUPPLÉMENT

A LA BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ANNÉE 1916, Tomes XLI et XLII (Quatrième période)

A

B

E

F

G

H

M

N

O

P

Q

R

W

Z

